



Formation des raies dans les vents des étoiles Ae/Be de Herbig

Jean Claude Bouret

► To cite this version:

Jean Claude Bouret. Formation des raies dans les vents des étoiles Ae/Be de Herbig. Astrophysique stellaire et solaire [astro-ph.SR]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 1998. Français. NNT : . tel-00723782

HAL Id: tel-00723782

<https://theses.hal.science/tel-00723782>

Submitted on 14 Aug 2012

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITE JOSEPH FOURIER - GRENOBLE 1
SCIENCES & GEOGRAPHIE

N°

THESE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER

Discipline : Astrophysique et milieux dilués

Présentée et soutenue publiquement

par

Jean-Claude Bouret

Le 13 Novembre 1998

Formation des raies dans les vents des étoiles
Ae/Be de Herbig

COMPOSITION DU JURY

M. Guy Pelletier Président
M. Jérôme Bouvier Rapporteur
M. Ivan Hubeny Rapporteur
M. Claude Catala Directeur de la thèse
M. Jean-Claude Vial Examineur
Mme Anne-Marie Lagrange Invitée

Préparée au sein du Laboratoire d'Astrophysique de Toulouse (UMR 5572) de l'Observatoire
Midi-Pyrénées, 14 avenue E. Belin 31400 Toulouse

UNIVERSITE JOSEPH FOURIER - GRENOBLE 1
SCIENCES & GEOGRAPHIE

N°

THESE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER

Discipline : Astrophysique et milieux dilués

Présentée et soutenue publiquement

par

Jean-Claude Bouret

Le 13 Novembre 1998

Formation des raies dans les vents des étoiles
Ae/Be de Herbig

COMPOSITION DU JURY

M. Guy Pelletier Président
M. Jérôme Bouvier Rapporteur
M. Ivan Hubeny Rapporteur
M. Claude Catala Directeur de la thèse
M. Jean-Claude Vial Examineur
Mme Anne-Marie Lagrange Invitée

Préparée au sein du Laboratoire d'Astrophysique de Toulouse (UMR 5572) de l'Observatoire
Midi-Pyrénées, 14 avenue E. Belin 31400 Toulouse

« Une civilisation sans sciences est aussi absurde
qu'un poisson sans bicyclette »

Pierre Desproges

Remerciements

A tout seigneur tout honneur, je voudrais d'abord remercier Claude Catala, pour avoir accepté de diriger cette thèse, alors qu'il ne me connaissait pas auparavant. Je rends ici hommage à son goût pour l'aventure. Tout au long de ces trois années, sa patience et sa disponibilité n'ont jamais été mises en défaut, malgré les visites impromptues que je lui rendais. J'ai beaucoup appris à son contact, sur la manière d'aborder les problèmes en astrophysique. Ce travail lui doit évidemment beaucoup.

Jean-François Donati m'a accordé beaucoup de son temps pour apporter des solutions aux problèmes que je rencontrais avec l'informatique. Les discussions que j'ai eu avec lui se sont également révélées très enrichissantes et ont contribué à élargir mon champ de vision en astrophysique. A quand la mesure d'un champ magnétique sur AB Aur ?

Un grand merci également à Torsten Böhm, pour m'avoir consacré autant de temps lors des préparatifs de la soutenance. Son esprit critique a été mis à intense contribution !

Merci à Guy Pelletier, Jérôme Bouvier, Ivan Hubeny, Anne-Marie Lagrange et Jean-Claude Vial d'avoir accepté de faire partie de mon jury.

Une mention particulière pour Ivan Hubeny avec qui je m'apprête à travailler. Merci de m'avoir offert cette opportunité.

Les membres du Laboratoire d'Astrophysique m'ont accueilli avec beaucoup de gentillesse. Qu'ils soient ici remerciés pour l'ambiance chaleureuse que j'ai trouvée parmi eux.

Il me faudrait toute la page pour remercier les nombreux amis avec qui j'ai partagé ces trois dernières années. Jocelyn, Christophe, Jean-Marc et Ludovic ont été mes guides lors de mon arrivée ici et m'ont initié aux secrets de la ville rose. Le cercle s'est agrandi avec les arrivées de José, Eva, Malvina, Vincent et Olivier mais l'ambiance n'a jamais baissé d'un ton. Je suis sûr que Laurence sera d'accord avec moi pour dire que ce furent des années très bien remplies. Merci à tous.

Au chapitre des amis, je ne saurais oublier les « Grenoblois » avec qui j'ai conservé des liens solides malgré l'éloignement. Certains d'entre eux savent ce que cette thèse leur doit.

Je voudrais remercier mes parents, pour m'avoir encouragé et énormément aidé (c'est peu de le dire) tout au long de ces années d'études, dont voici venu le terme. Merci de tout coeur.

Quand vous aurez terminé la lecture de cette thèse, vous aurez sans doute du mal à imaginer le travail titanesque que mes correctrices de charme ont produit pour éliminer les bévues et boulettes en tous genres que j'y avais allègrement glissé. Merci à Laurence, Jocy et Huguette pour avoir traqué l'Innomable.

Enfin, last but not least, je ne saurais terminer sans remercier mon épouse, Laurence, pour la patience dont elle a fait preuve (d'aucun dirait, « pourquoi employer le passé ? ») et pour le soutien qu'elle m'a apporté dans les moments difficiles.

Résumé

Formation des raies dans les vents des étoiles Ae/Be de Herbig

Les étoiles Ae/Be de Herbig sont des étoiles pré-séquence principale de masse intermédiaire ($2-5 M_{\odot}$) présentant les signes d'une activité intense et de vents stellaires importants. L'origine de ces phénomènes reste mystérieuse car les mécanismes efficaces dans d'autres parties du diagramme HR sont, ici, inopérants.

Nous avons étudié la formation des raies dans les vents de ces étoiles à l'aide d'un modèle semi-empirique à symétrie sphérique, les contraintes sur les paramètres libres du modèle étant alors déduites en comparant les spectres théoriques aux observations. Avec cette méthode, nous avons modélisé les raies de résonance de C IV et Mg II ainsi que les raies de Balmer et les continus de l'hydrogène, pour un échantillon représentatif d'étoiles. Nous avons pu confirmer que ces vents ont la même structure générale, et notamment une chromosphère à température modérée ($T \approx 20\,000\text{ K}$). Nous obtenons des taux de perte de masse en très bon accord avec ceux déduits des observations radio. La quantité d'énergie dissipée dans le vent a été estimée par le calcul des pertes radiatives. Les valeurs obtenues sont supérieures à celles proposées par les modèles faisant intervenir des disques d'accrétion ou la rotation interne de l'étoile comme source d'énergie pour expliquer l'activité. La modélisation de la raie 1240 \AA de N V dans le vent d'AB Aur (prototype des étoiles Ae/Be de Herbig), observée avec le télescope spatial Hubble, nous a conduits à développer une méthode pour simuler la présence de globules chauds ($T \approx 10^5\text{ K}$) créés par des chocs, selon un modèle inspiré du vent solaire. Ce modèle nous permet également d'expliquer l'émission X observée par le satellite ROSAT. Les pertes radiatives occasionnées par ces globules sont supérieures à l'énergie cinétique du vent, ce qui montre que d'autres processus dissipatifs sont à l'oeuvre dans le vent de cette étoile. Ce travail constitue la première étape vers la prise en compte des écarts à la symétrie sphérique, révélés par la modulation rotationnelle de certaines raies du vent d'AB Aur. L'étude de la raie He I D3 a permis de poser les premières contraintes sur la physique à la base du vent d'AB Aur. Pour former une composante en émission décalée vers le bleu conforme aux observations, il est nécessaire de considérer des gradients de vitesse et des taux de perte de masse très élevés. Ce résultat montre que le vent d'AB Aur est fortement hétérogène, y compris dans les régions où il prend naissance. Il apparaît aussi que la composante en émission décalée vers le rouge de cette raie ne peut pas se former dans le vent mais qu'elle est vraisemblablement le résultat d'une accrétion de matière sur les pôles de l'étoile. Ces résultats représentent un ensemble de contraintes fortes, sur lequel il est désormais possible de s'appuyer pour mener à bien une étude théorique des vents des étoiles Ae/Be de Herbig.

Mots clés : transfert radiatif - vents stellaires - activité stellaire - chromosphères - étoiles Ae/Be de Herbig - évolution pré-séquence principale.

Abstract

Line formation in the winds of Herbig Ae/Be stars

Herbig Ae/Be stars are pre-main sequence stars of intermediate masses ($2-5 M_{\odot}$) that exhibit strong signs of activity and stellar winds. The origin of these phenomenons remain unclear since mechanisms proposed for stars in other parts of the HR diagram do not apply here.

We have studied the line formation in the winds of these stars thanks to a semi-empirical, spherically symmetric model of wind. Modelling the resonance lines of CIV and MgII, as well as the Balmer lines and continua of hydrogen for a representative sample of stars, we showed that the winds of these stars share the same structures, with, for instance, extended chromospheres of moderate temperatures ($T \approx 20,000$ K). Theoretical mass loss rates are consistent with those obtained from observations. When calculating the radiative losses in the winds, we found that they are larger than the amount of energy available in mechanisms proposed to explain the activity and involving accretion disks or internal rotation of the stars.

So as to explain the presence of the NV line at 1240 \AA in AB Aur's wind, as observed with the Hubble Space Telescope, we had to develop a method to simulate the presence of hot clumps, created by shocks. As a by product we were also able to explain the X-ray flux measured by ROSAT. Radiatives losses larger than the total kinetic energy flux suggest that other dissipative processes are involved in this wind. This work represent the first step towards taking departure from spherical symmetry in AB Aur's wind, into account.

Afterwads, the study of the He I D3 line provided us with informations on the base of the wind of AB Aur. So as to obtain a blue-shifted emission component as observed, we had to consider strong velocity gradient and high mass loss rates, which shows that AB Aur's wind is very unhomogeneous, even at its very base. On the other hand, the red-shifted emission component of this line cannot be formed in the wind itself but rather in accretion flows down to the stellar poles.

The results obtained so far constitute a set of strong constraints which will be very useful to study Herbig Ae/Be stars from a theoretical point of vue.

Key words : radiative transfer - stellar winds - stellar activity - chromospheres - Herbig Ae/Be stars - pre-main sequence evolution

Sommaire

1	A propos des étoiles Ae/Be de Herbig	9
1.1	Définition et propriétés	9
1.2	Chromosphères et vents	13
1.2.1	Vents	14
1.2.2	Chromosphères	18
1.3	Problématique générale de cette étude	19
2	Formation des raies	21
2.1	Hypothèses générales du modèle	22
2.1.1	Construction du modèle	24
2.2	Résolution de l'équation de transfert radiatif	25
2.3	Equation de transfert dans le référentiel co-mobile	29
2.3.1	Méthode formelle en coordonnées (p,z)	29
2.3.2	La méthode des moments	33
2.3.3	Calcul dans le référentiel de l'observateur	36
2.3.4	Équilibre statistique dans le cadre de l'approche ETLA	38
2.3.5	Cycle itératif avec ETLA	40
2.4	Application aux étoiles de Herbig	41
3	Structure générale des vents des étoiles Ae/Be de Herbig	45
3.1	Caractéristiques du modèle	47
3.2	Méthodologie	48
3.2.1	Sélection des étoiles	48
3.2.2	Variabilité et modélisation	49
3.2.3	Influence des paramètres sur la discontinuité de Balmer	50
3.2.4	Limites sur les paramètres	52
3.3	Résultats	53
3.3.1	AB Aur	53
3.3.2	BD+46°3471	56
3.3.3	HD250550	57
3.3.4	BD+61°154	60
3.4	Commentaires	62
3.4.1	Ecarts à la symétrie sphérique et composantes en absorption	62

3.4.2	Application à d'autres raies du spectre	63
3.4.3	Pertes radiatives	64
3.5	Conclusions	69
3.6	Publication A&A	71
4	L'azote V dans le vent de l'étoile Ae de Herbig AB Aur	73
4.1	Motivations	73
4.2	Les spectres	75
4.3	Formation des raies de NV	76
4.3.1	Le modèle	77
4.3.2	Le calcul du flux	77
4.4	Résultats	79
4.5	Discussion	85
4.6	Conclusion	88
4.7	Publication A&A	91
5	La base du vent d'AB Aur, révélée par les raies de l'hélium	93
5.1	Méthodologie	95
5.2	Nécessité d'un nouveau modèle	96
5.3	Formation d'une composante bleue en émission pour la raie He I D3	98
5.4	Construction d'un modèle à deux composantes	104
5.5	Discussion	106
5.6	Conclusion	109
5.7	Publication A&A	111
6	Conclusion	113
6.1	Synthèse	113
6.2	Perspectives	116
A		121
A.0.1	Fonction source pour une raie	122
A.0.2	Fonction source pour un continu	123
A.0.3	Discrétisation	123
B		125
C		127
	Références bibliographiques	129

Liste des Figures

1.1	A droite : Tracé évolutif dans le diagramme HR pour des étoiles de faible masse et de masse intermédiaire. Chaque tracé est référencé par la masse à laquelle il correspond (en unité de masse solaire). Pour chaque masse, l'évolution commence sur la ligne de naissance (courbe en pointillés) et se termine sur la ZAMS. A gauche : Distribution observationnelle d'étoiles jeunes dans le diagramme HR. Les cercles pleins représentent les étoiles Ae/Be de Herbig, les points les étoiles T-Tauri. D'après Palla & Stahler 1993	10
1.2	Distribution spectrale d'énergie (SED) de l'étoile de Herbig AB Aur, corrigée du rougissement interstellaire. L'excès infrarouge et l'extinction dans l'UV sont évidents (Catala 1983, <i>thèse de troisième cycle, Université Paris 7</i>)	11
1.3	Vue schématique d'une étoile de Herbig, depuis la photosphère jusqu'à l'environnement à grande échelle	13
2.1	Principe du changement de coordonnées utilisé	30
2.2	Découpage de l'enveloppe utilisé pour <i>discrétiser</i> les équations du transfert radiatif	32
2.3	Géométrie à considérer. Une surface de vitesse projetée constante ($V_z = Cte$) est présentée. Le champ de vitesse localise l'opacité à chaque fréquence dans le référentiel de l'observateur ; le découpage utilisé pour le calcul dans le référentiel co-mobile n'est alors plus assez fin pour bien décrire le profil de la raie (d'après Catala & Kunasz 1987)	37
2.4	Schéma de principe du code numérique ETLA	43
3.1	Illustration de la loi de température produite par le modèle	48
3.2	Comparaison du profil moyen de la raie $H\alpha$ d'AB Aur, déduit de la campagne MUSICOS 1996 (trait plein) et du profil théorique pour notre meilleur modèle (tirets)	54
3.3	Raie du C IV (trait plein) dans AB Aur, sur laquelle le profil théorique de notre meilleur modèle est superposé (tirets). L'incertitude sur le niveau du continu est élevée dans cette région du spectre, aussi avons nous considéré le cas d'un continu plus faible (pointillés)	55

3.4	La raie k de Mg II dans AB Aur. Observations (trait plein) et calculs (tirets) sont en bon accord	55
3.5	Comparaison du profil observé (trait plein) et du profil synthétique (tirets) de la raie $H\alpha$ de BD+46°3471	56
3.6	Profil observationnel (trait plein) et théoriques (tirets) de la composante Mg II k de BD+46°3471	57
3.7	La raie $H\alpha$ de HD250550 : profil observé (trait plein) versus profil calculé (tirets)	58
3.8	Contrairement aux deux étoiles précédentes, c'est la composante h, observée, du doublet de résonance de Mg II (trait plein) qui est ici comparée aux calculs (tirets). Commentaires dans le texte	59
3.9	Profil observationnels (trait plein) et théoriques (tirets et pointillés) de la raie 1548 Å de CIV. Voir figure 3.2 pour la discussion sur le niveau du continu	59
3.10	La raie $H\alpha$ de BD+61°154 (trait plein) probablement modifiée par la rotation de l'enveloppe. Notre modèle sans rotation ne peut pas reproduire correctement un profil aussi large (tirets) dans les ailes . .	61
3.11	Profil moyen de la campagne MUSICOS 1996 (trait plein) et profil synthétique (tirets) de la raie $H\beta$ calculé pour le modèle de meilleur accord pour AB Aur	64
4.1	Spectre d'AB Aur, observé avec le spectrographe GHRS du HST dans la région de la raie de résonance de C IV	75
4.2	Spectre d'AB Aur, observé avec le spectrographe GHRS du HST dans la région du doublet de résonance de N V. La courbe en traits représente le continu utilisé pour normaliser le spectre	76
4.3	Profil de la raie de résonance de N V pour les modèles M1 et M2 (voir texte)	80
4.4	Profil de la raie de résonance de N V pour les modèles M3 et M4 (voir texte)	81
4.5	Schématisation de la formation d'une CIR dans le cadre d'un modèle de type Vent Solaire	82
4.6	Profil des raies de N V et de Mg II obtenus avec le meilleur modèle (traits tirets) superposés sur le spectre observationnel	84
4.7	Evolution du profil de la raie de N V en fonction du facteur de remplissage	85
5.1	Profil de la raie He I D3 obtenus durant la campagne MUSICOS 1996. Le profil en trait plein a été construit en faisant la moyenne de tous les profils de cette campagne. Les profils en tirets et en pointillés (respectivement) montrent l'importance de la variabilité de la composante rouge de cette raie	95

5.2	Fonctions sources (à gauche) et profils (à droite) calculés pour des modèles atomiques avec vingt-neuf niveaux (trait plein) et dix-sept niveaux (tirets) pour le modèle CK. La fonction de Planck (pointillés, à gauche) indique la loi de température du modèle CK	97
5.3	A droite : Profils de la raie He I D3 pour les modèles M1-3. A gauche : Profils de la raie He I D3 pour les modèles M4-6	100
5.4	Profils obtenus avec le modèle M7; en trait plein $v_d = 10 \text{ km.s}^{-1}$, en tirets $v_d = 75 \text{ km.s}^{-1}$	101
5.5	Evolution de l'intensité spécifique émergente en fonction du paramètre d'impact pour le modèle M7	102
5.6	A gauche : Fonction source du modèle M7 tracée en fonction de la vitesse. A droite : Coefficient d'écart à l'équilibre pour le niveau inférieur (tirets) et le niveau supérieur (trait plein) de la transition $2p \ ^3P^0 - 3d \ ^3D$. Le rapport b_{inf}/b_{sup} est clairement inférieur à l'unité dans la région chaude à la base du vent	103
5.7	Profils pour la raie He I D3 produits par le modèle à deux composantes (voir texte). Pour le profil en trait plein $v_D = 10 \text{ km.s}^{-1}$, pour celui en tirets $v_D = 75 \text{ km.s}^{-1}$	106

Liste des Tables

3.1	Taux de perte de masse pour les étoiles de Herbig de la classe PCygni	46
3.2	Paramètres stellaires et discontinuités de Balmer. (1) Hillenbrand et al. 1992, (2) Garrison 1978, (3) Böhm & Catala 1993	49
3.3	Données observationnelles :(1) Profil moyen de la campagne MUSICOS 1996. (2) Spectre GHRS/HST (Bouret et al. 1997). (3) Profil obtenu avec IUE pour la campagne MUSICOS 1992. (4) Profils obtenus avec MUSICOS au TBL/Pic du Midi (Böhm & Catala 1994). (5) Profils des archives IUE. (6) Profil CFHT de Catala et al. (1986)	49
3.4	Tableau récapitulatif de l'influence des paramètres du modèle sur les différents profils de raie étudiés. La direction de la flèche indique le sens de variation quand le paramètre augmente ; le symbole Δ indique un élargissement quand le paramètre augmente	52
3.5	Limites sur les paramètres, déduites de l'analyse 3.2.3.	53
3.6	Paramètres des modèles donnant les meilleurs accords avec les observations	62
3.7	Contributions aux pertes radiatives	66
4.1	Paramètres des modèles M1, M2, M3 et M4. R_{ch} , Δ_3 et Δ_4 sont exprimés en unité de rayon photosphérique ($R_{ph} = 1.75 \times 10^{11}$ cm) ; T_{max} et T_0 en Kelvin ; v_D en km.s ⁻¹	80
4.2	Paramètres du meilleur modèle. La valeur de R_{ph} est identique à celle donnée dans le tabelau 4.1	84
4.3	Contributions principales aux pertes radiatives dans les CIRs	86
5.1	Paramètres des modèles commentés dans le texte. R_{ch} est en unités de rayon photosphérique ($R_{ph} = 1.75 \times 10^{11}$ cm), T_{max} est en Kelvin, $V(R_{ch})$ et v_D sont en km.s ⁻¹	99

Chapitre 1

A propos des étoiles Ae/Be de Herbig

1.1 Définition et propriétés

Les étoiles connues aujourd'hui sous le nom d'étoiles Ae/Be de Herbig (HAEBES) ont été identifiées dès 1960 par George Herbig, qui pensait qu'il devait exister des contreparties vers les grandes masses aux étoiles T-Tauri. Par définition, il s'agit donc d'objets pré-séquence principale (PMS), avec des masses comprises typiquement entre deux et cinq masses solaires. A cause de leur masse importante, ces étoiles connaissent une courte phase de contraction et évoluent très rapidement sur la séquence principale ; on peut néanmoins s'attendre à ce qu'un nombre significatif d'entre elles soit détectable à une distance raisonnable du soleil, car elles sont notablement plus lumineuses que les T-Tauri. Sur ces bases, il fut alors possible de sélectionner des étoiles candidates, en utilisant les critères qui, depuis, servent de définition observationnelle aux étoiles de Herbig :

1. Etoiles de type spectral A ou B, pour ne considérer que des objets de masse supérieure à celle du soleil.
2. Présence de raies d'émission (par analogie avec les T-Tauri).
3. Les objets considérés doivent se situer dans des régions obscures : une étoile jeune n'a, en principe, pas eu le temps de s'éloigner significativement du nuage dont elle est née.
4. En rapport avec le précédent critère, et pour exclure les effets de projection, les candidates doivent illuminer une nébuleuse par réflexion.

De nos jours, l'observation des raies moléculaires ainsi que les cartes réalisées dans le continu sub-millimétrique constituent aussi des preuves du rattachement physique d'une étoile à la nébuleuse environnante, de sorte que ce dernier critère n'est plus une condition nécessaire.

Pour s'assurer de la nature PMS des étoiles de Herbig, de nombreux travaux ont

été menés sur leur statut évolutif, qui ont confirmé que ces étoiles n'avaient pas encore atteint la séquence principale, mais étaient situées sur les trajets de Hayashi pour des masses supérieures à deux masses solaires (Strom et al. 1972, Cohen & Kuhl 1979, Van den Ancker et al. 1997). Une telle position dans le diagramme HR indique que les HAEBES sont dans une phase radiative de contraction quasi-statique vers la séquence principale, et les modélisations montrent que, dans ce cas, elles ne possèdent pas de zone convective externe (Iben 1965, Gilliland 1986). Comme nous le verrons par la suite, les conséquences de ce dernier point posent de nombreux problèmes dans la compréhension des mécanismes à la base de l'activité de ces étoiles. Récemment, les travaux de Palla et Stahler (1990, 1991, 1992, 1993) ont montré que, si l'on prend en compte la phase protostellaire comme point de départ dans le calcul du trajet évolutif des Ae/Be de Herbig vers la séquence principale, cela conduit obligatoirement à diminuer encore leur âge. Cet effet, bien que moins important, est également présent pour les T-Tauri.

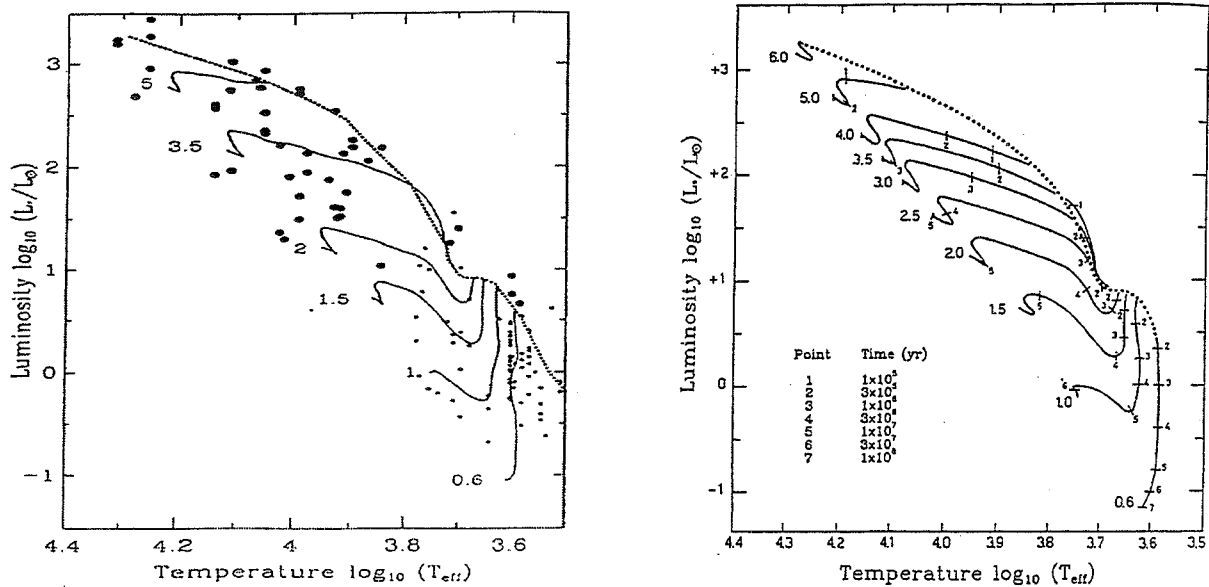


Figure 1.1: A droite : Tracé évolutif dans le diagramme HR pour des étoiles de faible masse et de masse intermédiaire. Chaque tracé est référencé par la masse à laquelle il correspond (en unité de masse solaire). Pour chaque masse, l'évolution commence sur la ligne de naissance (courbe en pointillés) et se termine sur la ZAMS. A gauche : Distribution observationnelle d'étoiles jeunes dans le diagramme HR. Les cercles pleins représentent les étoiles Ae/Be de Herbig, les points les étoiles T-Tauri. D'après Palla & Stahler 1993

De même, l'existence d'un fort excès infrarouge (voir figure 1.2) s'étendant jusqu'à 100μ (Thé et al. 1986, Hu et al. 1989), associée à la détection de silicates à 9.7μ (Cohen 1980), ainsi que l'observation d'une forte extinction dans l'UV (Sitko et al. 1981, Catala 1983, Thé et al. 1986) prouvent la présence de poussières autour des

HAEBES, qui convertissent le rayonnement UV en IR thermique. Ce résultat confirme la nature pré-séquence principale des étoiles Ae/Be de Herbig.

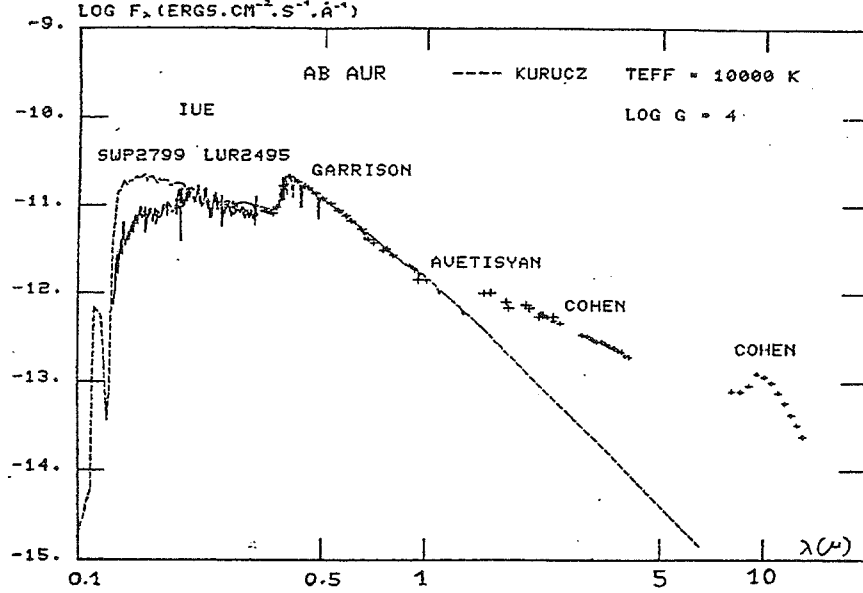


Figure 1.2: Distribution spectrale d'énergie (SED) de l'étoile de Herbig AB Aur, corrigée du rougissement interstellaire. L'excès infrarouge et l'extinction dans l'UV sont évidents (Catala 1983, *thèse de troisième cycle, Université Paris 7*)

La distribution spatiale de ces poussières pose plus de problèmes. Les travaux de Hillenbrand et al. (1992) ont montré qu'il était possible de reproduire, avec un modèle de disque de poussières plat et optiquement épais, l'excès dans le proche infrarouge d'une large majorité des HAEBES de leur échantillon (30 sur 47) ; pour onze des étoiles restantes, il a été possible de reproduire la distribution spectrale d'énergie (SED) par des modèles incluant, à la fois, un disque et une enveloppe, tandis que les six dernières étoiles, toutes avec un faible excès infrarouge, étaient bien décrites par un modèle avec une enveloppe gazeuse (l'excès IR provenant de l'émission free-free). Des résultats en faveur des disques ont été obtenus par de nombreux autres auteurs, (Marsh et al. 1995, Corcoran & Ray 1998, Lada & Adams 1992,...), ce qui suggère qu'en partie au moins, les HAEBES sont entourées de disques de poussières. Plusieurs problèmes se posent néanmoins. Les taux d'accrétion nécessaires pour reproduire la SED des HAEBES sont trop grands ($\dot{M}_{acc} \sim 10^{-5} - 10^{-6} M_{\odot}.an^{-1}$) pour être compatibles avec l'absence de « veiling » des raies photosphériques démontrée par Böhm & Catala (1993) ou Ghandour et al. (1994). Il faut toutefois ajouter que des résultats récents (Catala et al. 1998), obtenus pour AB Aur durant la campagne MUSICOS 1996, montrent qu'à cette date, un certain nombre de raies photosphériques étaient déformées par rapport au profil photosphérique normal, sans pour autant permettre de conclure à la présence d'un « veiling ». La situation est, on le voit, quelque peu

confuse. A cela s'ajoute que l'absence d'asymétrie pour les raies interdites [O I] (Böhm & Catala 1994) est contradictoire avec l'existence de ces disques circumstellaires. Par analogie avec les T-Tauri, on suppose en effet que la raie [O I] 6300.31 Å se forme dans le vent de l'étoile. Si cette étoile possède un disque de poussières, la partie arrière du vent (celle qui s'éloigne de l'observateur) est cachée par le disque, la raie apparaît alors décalée vers le bleu et sa forme n'est plus symétrique. Bien que Corcoran & Ray (1997, 1998) aient publié une liste d'étoiles Ae/Be de Herbig ayant des raies [O I] asymétriques, il semble que la majorité de ces étoiles en soit dépourvue. Hirth et al. (1995) ont suggéré que les raies [O I] se formaient dans une couche mince à la surface des disques. Elles ne sont donc plus affectées par la présence de ces derniers, mais la région d'émission doit alors être très étendue, ce qui est contredit par les observations en spectroscopie longue fente de Böhm et Hirth (1996). L'existence de disques de poussières autour des HAEBES est donc toujours incertaine.

Par ailleurs, Hartmann et al. (1993) ont expliqué les distributions spectrales d'énergie (SEDs) dans l'IR par des enveloppes de poussières (et de PAH) avec, soit des cavités sur la ligne de visée, soit des populations de petits grains. Ce type de conclusions a également été proposé récemment par Miroshnichenko et al. (1997) ou Lorenzetti et al. (1996). Ces modèles, qui souffraient tous du même défaut (le mauvais accord de la distribution spectrale d'énergie dans le sub-millimétrique) ont été améliorés par Pezzuto et al. (1997), en introduisant des poussières non cristallines dans leurs calculs. Finalement, en observant trente étoiles avec la technique des SPECKLES, Leinert et al. (1997) ont montré que majoritairement, ces enveloppes sont de forme sphérique, tout au moins jusqu'à la limite de la résolution spatiale qu'ils ont atteinte. En deçà de quelques centaines d'unités astronomiques, la présence de disques n'est toutefois pas exclue par ces observations. Ce que confirment les résultats de Mannings & Sargent (1997), qui, sur la base d'observations à haute résolution angulaire en radio-millimétrique, ont détectés la présence de structures allongées autour de certaines HAEBES (dont AB Aur). Ces structures, qui s'étendent sur quelques centaines d'unités astronomiques, seraient la signature de disques circumstellaires autour de ces étoiles. Une telle différence dans les modèles invoqués pour expliquer l'origine de l'excès infrarouge indique qu'il n'est pas possible de résoudre ce problème uniquement à partir de l'examen des distributions d'énergie dans l'infrarouge. La solution réside plutôt dans l'utilisation de données couvrant le plus large spectre de longueurs d'onde possible, ainsi que dans l'utilisation des techniques les plus variées ; une telle approche a été pratiquée récemment par Meeus et al. (1998) pour trois étoiles Ae/Be de Herbig, dont les SEDs sont très similaires, mais avec des comportements photométriques, des profils et des extinctions circumstellaires très différents. Leurs résultats montrent que ces différences sont bien expliquées si l'on suppose la présence de disques circumstellaires vus sous différents angles. Au-delà du résultat confirmant que certaines HAEBES ont bien des disques, sans rien enlever à la pertinence de l'autre interprétation, il faut surtout retenir la nouveauté de cette approche, qui est très prometteuse.

Même si de nombreuses questions demeurent encore sans réponse, il est possible, à partir des informations dont nous disposons, d'établir un schéma sommaire du milieu dans lequel une étoile Ae/Be de Herbig typique évolue. On trouve donc (figure 1.3), en partant de l'étoile : la photosphère, le complexe vent-chromosphère(-couronne ?), l'enveloppe de poussières et l'environnement à grande échelle, principalement constitué du nuage moléculaire dont l'étoile résulte.

Près de quarante ans après leur découverte, on connaît environ une centaine de ces étoiles (Thé et al. 1994) ; les premiers catalogues (Herbig 1960, Finkenzeller & Mundt 1984) ont été complétés par Hu et al. (1989) à l'aide du catalogue du survey IRAS, sur la base de spectres dans l'IR proche et d'excès de couleur dans l'IR lointain. Thé et al. (1985 a,b) ont identifié des étoiles Ae/Be de Herbig dans des amas ouverts jeunes, ce qui conduit à une estimation directe de l'âge de ces étoiles, via celle de l'amas. Bien que moins importante que celle des T-Tauri, la population recensée permet maintenant de mener des études statistiques significatives, ce qui doit, à terme, améliorer la connaissance que nous avons des étoiles Ae/Be de Herbig.

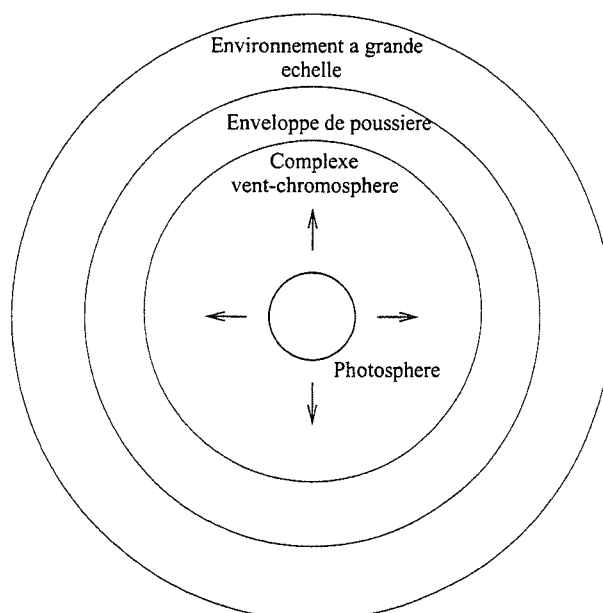


Figure 1.3: Vue schématique d'une étoile de Herbig, depuis la photosphère jusqu'à l'environnement à grande échelle

1.2 Chromosphères et vents

En établissant leur catalogue, Finkenzeller & Mundt (1984) ont montré que les HAEBS pouvaient être regroupées dans trois classes distinctes, en fonction de la forme de leur raie $H\alpha$. La première de ces trois classes est constituée d'étoiles ayant une raie $H\alpha$ à double-pic en émission, la seconde regroupe les étoiles dont la raie $H\alpha$

est un pic en émission simple, la dernière enfin comprend les étoiles à profil PCygni. Chacune de ces classes regroupe respectivement 50%, 25% et 20% de la population totale des HAEBES, les 5% restants regroupant les étoiles dont la raie $H\alpha$ a une structure complexe. Et pour tout compliquer, on observe que certaines étoiles passent d'une classe à l'autre en quelques mois, voire même en quelques heures (cf. AB Aur, MUSICOS 1996), ce qui suggère que l'appartenance à une classe donnée n'est pas liée à un effet d'évolution, d'inclinaison ou de masse.

Dans le cas des étoiles de la classe PCygni, la présence de vents stellaires ne fait plus de doute. Signalons néanmoins que l'interprétation des deux autres types de profils peut également se faire en termes de vents, mais d'autres mécanismes peuvent être invoqués (formation d'un pic double dans une enveloppe en rotation par exemple).

1.2.1 Vents

La plupart des étoiles perdent de la masse sous la forme de vents stellaires. Si le taux de perte de masse du Soleil est d'environ $10^{-14} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$, des pertes de masse allant jusqu'à $10^{-5} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$ ont été observées pour les étoiles de faible masse dans la phase AGB; toute l'évolution tardive de ces étoiles est alors dominée par la perte de masse. Pour les étoiles massives, ce phénomène est important dès la séquence principale; le taux de perte de masse des étoiles O ou B est typiquement de 10^{-6} à $10^{-5} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$. Dans ce cas, c'est l'évolution globale de ces étoiles qui est affectée par la perte de masse. On observe même pour certaines étoiles de Wolf-Rayet, des pertes de masse supérieures ou égales à $10^{-5} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$, ce qui conduit inévitablement à mettre à nu le coeur de ces étoiles sur des temps très courts à l'échelle de l'évolution stellaire. Dans le cas des HAEBES, des taux de perte de masse variant de 10^{-9} à $10^{-7} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$ sont couramment mesurés. Il existe plusieurs types de modèles pour expliquer les vents stellaires dans des situations très différentes; nous allons, par la suite, en présenter quelques uns, sans prétendre être absolument exhaustif, et discuter leur applicabilité au cas des HAEBES.

Les vents dits coronaux sont engendrés par la pression thermique des électrons chauffés dans les couronnes stellaires. Les étoiles, ayant des zones convectives sub-photosphériques, peuvent en effet être entourées de couronnes chauffées jusqu'à quelques 10^6 K. La théorie des vents coronaux est très semblable à celle des vents chauds et isothermes (Parker 1958, Brandt 1970), mis à part le fait que ces vents ne sont pas strictement isothermes mais présentent une loi de température lentement décroissante vers l'extérieur. Le gradient de température est petit et les vents restent chauds jusqu'à de grandes distances de l'étoile, à cause de la conduction thermique. Les taux de perte de masse de ces modèles sont plutôt petits, excepté pour les étoiles à très faible gravité.

Les modèles de rotateurs magnétiques (Weber & Davis 1967, Brandt 1970) font appel à la rotation dans le plan équatorial de l'étoile pour accélérer le vent. Le plasma

ne pouvant s'écouler que le long des lignes de champ magnétique, la matière située dans le plan équatorial de l'étoile est alors expulsée par les lignes de champ en co-rotation avec l'étoile. Ce mécanisme convertit l'énergie rotationnelle en énergie disponible pour l'expansion de l'atmosphère externe. Le taux de perte de masse est déterminé par la rotation et la vitesse terminale du vent dépend de la force du champ magnétique. Par extension, Sakurai (1985, 1990) a développé un modèle prenant en compte la nature réellement axi-symétrique du vent, et il a pu ainsi établir l'existence d'une collimation de ces vents, qui se trouvent alors à la limite d'être des jets, comme ceux observés dans de nombreuses étoiles. Soulignons également que combinée à la rotation, la présence d'un champ magnétique structure le flot en une alternance de jets lents (par les régions de lignes de champ fermées) et de jets rapides (par les régions de lignes de champ ouvertes), des régions en co-rotation (ci-après CIRs pour *Corotating Interacting Regions*) (Siscoe 1976, Pizzo 1982, Burlaga 1983, Mullan 1984, Hundhausen 1985) apparaissant aux endroits où ces jets interagissent.

Deux autres théories des vents stellaires, utilisant la pression de rayonnement, ont été développées.

- Dans un cas, on fait appel à la pression de radiation du continu sur les grains de poussières. Ces derniers sont accélérés radiativement et, par interaction avec les atomes, ils fournissent l'apport de moment nécessaire pour entraîner le gaz. Cela vaut surtout pour les étoiles lumineuses et assez froides (supergéantes K ou M) afin de permettre aux poussières de se former dans leur enveloppe. Pour que ce type de vents existe, il faut nécessairement que les poussières soient formées avant le point sonique; c'est pourquoi, le taux de perte de masse de ces vents dépend de manière cruciale de la distance à laquelle se forment les grains de poussières (Sedlmayr 1996). Il dépend aussi de paramètres fondamentaux de l'étoile comme la luminosité, la masse ou la température.
- Dans le second cas, qui concerne les étoiles chaudes et lumineuses (types O et B), les vents sont poussés par la pression de radiation sur les raies des ions abondants, ayant beaucoup de raies d'absorption dans l'UV et l'UV lointain (en-dessous de 912 \AA); la pression de radiation dépend beaucoup de l'effet Doppler, qui permet aux ions d'intercepter du rayonnement, qui n'a pas été absorbé dans les couches profondes du vent. Le taux de perte de masse, qui dépend de la force exercée par le rayonnement, est donc, en retour, dépendant du gradient de vitesse dans le vent (Castor et al. 1975, Abbot 1982, Friend & Abbot 1986, Kudritzki et al. 1989). Le défaut majeur de ce modèle reste la prédiction de vitesses terminales trop élevées (de 40%) et de taux de perte de masse trop faibles (Blomme 1990, Lamers & Leitherer 1993). En revanche, la présence d'instabilités radiatives créant des chocs (Lucy 1982), qui fournit une explication naturelle du rayonnement X observé dans ces étoiles, est cohérente avec les observations, qui montrent que ce flux X est corrélé à la luminosité bolométrique (Chlebowski 1989, Sciortino et al. 1990).

La théorie des vents poussés par pulsation de la photosphère s'applique aux étoiles de faible gravité de types Miras et AGB (Wood 1979, Bowen 1988). Lors de chaque phase d'expansion, l'atmosphère est soulevée puis elle retombe durant la phase de contraction de l'étoile. A cause de la faible gravité de ces étoiles, les couches externes de l'atmosphère retombent si lentement qu'elles sont percutées par les couches ascendantes de la pulsation suivante, avant d'avoir regagné leur position initiale. Ces couches externes reçoivent donc une impulsion à chaque cycle de pulsation, ce qui entraîne une lente accélération. La perte de masse produite par ces pulsations peut être augmentée radicalement si, du fait de la présence de poussières, un surcroît de pression est produit par l'absorption de rayonnement (à condition que ce soit en deçà du point critique).

La zone de convection sub-photosphérique des étoiles froides produit des ondes acoustiques qui, en principe, peuvent engendrer un vent stellaire. Le problème de ce type de modèles est que, comme dans le cas des vents coronaux, ils ne produisent que de faibles taux de perte de masse ; cela parce que l'amplitude des ondes doit être petite, sous peine de voir la pression qu'elles exercent diminuer par des processus dissipatifs (Pijpers & Hearn 1989, Pijpers & Habing 1989).

Les étoiles qui ont des champs magnétiques peuvent perdre de la masse à cause de la pression exercée par les ondes d'Alfvén, à condition qu'il y ait des lignes de champ ouvertes ayant leurs bases dans la photosphère. Si ces bases oscillent, une onde magnétique peut se propager à la vitesse d'Alfvén. Ce mécanisme, bien que très semblable à celui des vents poussés par ondes acoustiques, est beaucoup plus efficace, la vitesse d'Alfvén étant bien plus grande que la vitesse du son. Il en résulte des taux de perte de masse importants et des vitesses terminales élevées. Ce type de processus s'applique essentiellement aux étoiles pas assez lumineuses pour avoir une forte pression de radiation, i.e. avec $L_* < 10^3 L_\odot$ (Hartmann & McGregor 1980, 1982).

Très récemment, Drew et al. (1998) et Proga et al. (1998) ont suggéré que les vents des étoiles jeunes massives (donc les HAEBES) pourraient être produits dans des disques circumstellaires plutôt que directement depuis la photosphère. Plus précisément, si le disque est optiquement épais, le flux stellaire est diffusé ou absorbé avant d'être ré-émis, ce qui va changer la géométrie globale du champ de rayonnement, en faisant apparaître une composante non radiale, issue du disque. La pression radiative produite par ce rayonnement recyclé, est alors suffisante pour engendrer un vent de disque, la matière de ce dernier n'étant soumise qu'au champ gravitationnel réduit du disque (et non à celui de l'étoile). La rotation képlérienne du disque est alors un facteur essentiel, qui va contribuer à diminuer la vitesse terminale du vent et à augmenter le taux de perte de masse (Friend & Abbot 1986). Ce modèle est donc débarrassé des deux défauts majeurs des vents engendrés par pression de radiation dans les raies, que nous avons déjà présentés.

Les modèles coronaux ont été, jusqu'à présent, peu évoqués pour les HAEBES parce qu'elles ne sont pas censées avoir de zones convectives sub-photosphériques, et parce que la présence d'une couronne n'était pas démontrée dans leur cas. Les

résultats obtenus récemment avec le satellite ROSAT (Zinnecker & Preibisch 1994) relancent néanmoins le débat, même si en l'état, ces modèles prédisent des taux de perte de masse trop faibles ; les flux X observés pour onze HAEBS sur un échantillon de vingt et une étoiles trouveraient une explication toute naturelle dans la présence d'une couronne autour de ces étoiles. Il reste que l'emplacement de ces zones chaudes ($T \geq 10^6 K$) et le mécanisme de chauffage restent à découvrir, puisque l'absence de corrélation entre les mesures des flux X et celles de $v \sin i$ est incompatible avec une origine stellaire (dynamo) de ce chauffage.

Il n'est pas possible d'écarter, par des arguments a priori, les modèles de vents faisant intervenir les ondes de choc ou les ondes d'Alfvén. La détection récente d'un champ magnétique pour l'étoile Ae de Herbig HD104237 (Donati et al. 1997) vient, au contraire, donner un nouveau souffle à cette hypothèse. Ajoutons en outre que, dans les dernières années, les observations ont montré l'existence d'une modulation rotationnelle dans les raies de certaines HAEBS, ce qui témoigne vraisemblablement de la présence d'un champ magnétique. Ce dernier conférerait alors aux vents de ces étoiles une structure azimutale marquée et forcerait ces vents à être en co-rotation avec l'étoile.

Le modèle de vent poussé par pression de rayonnement sur les poussières ne peut pas être retenu, puisque les poussières sont détruites par le rayonnement UV des HAEBS jusqu'à des distances de plusieurs dizaines de rayons stellaires (Catala 1983 a).

De même, le modèle de vent poussé par pression de rayonnement dans les raies n'est applicable en l'état que pour les HAEBS les plus chaudes, le mécanisme étant inopérant en-dessous du type spectral A0 (Abbot 1982) pour des vents homogènes. En revanche, si l'on prend en compte la nature multi-composante du vent (i.e. le fait que coexistent dans le vent plusieurs espèces ioniques différentes subissant des accélérations radiatives différentes), il est alors possible d'obtenir des vents très faibles ($\dot{M} \sim 10^{-16} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$) ; ces vents sont essentiellement composés de métaux qui, même dans le cas où ils transfèrent toute l'impulsion qu'ils reçoivent du rayonnement, ne peuvent pas entraîner les espèces dominantes comme H ou He (Babel 1995). On peut aussi imaginer que, combiné aux effets de la rotation ou d'un éventuel champ magnétique, ce processus puisse être appliqué à toutes les étoiles de cette classe. Ce mécanisme s'avère très prometteur dans le cadre du modèle de Drew et al. (1998) mentionné plus haut.

On le voit, la situation est extrêmement confuse pour ce qui est de l'identification d'un type précis de processus d'émergence des vents des HAEBS. Le manque de contraintes précises, qui caractérise ce domaine, a pour conséquence parfois la coexistence de plusieurs solutions pour le même objet. Le développement des outils de diagnostic est donc une solution puissante qui devrait permettre de lever les ambiguïtés restantes.

1.2.2 Chromosphères

L'existence autour des HAEBES de régions chauffées à des températures supérieures à celle de la photosphère est attestée par la présence, dans leur spectre de raies, d'éléments très ionisés ou très excités, qui sont normalement absents des photosphères classiques des étoiles de même type spectral de la séquence principale. Ces raies sont observées aussi bien dans le visible (He I 5876 Å, ...) que dans l'ultraviolet avec IUE et le HST (C IV 1548 Å, Si III 1394 Å, N V 1240 Å,...). De même, on observe des composantes en émission pour des raies, qui normalement devraient être en absorption ($H\alpha$, Mg II 2795 Å...), ce qui traduit là aussi leur origine non photosphérique. Le flux ionisant issu des HAEBES étant trop faible pour expliquer ces niveaux d'excitation/ionisation, on est conduit à envisager l'existence d'un phénomène de dissipation d'énergie non radiative au-dessus de la surface de ces étoiles, donnant naissance à une chromosphère, que nous définirons par la suite comme une région où la température est supérieure à la température effective de l'étoile.

Il faut alors garder en mémoire que cette définition est sensiblement différente de celle d'une chromosphère classique (Soleil), et donc, que ce que nous appelons chromosphère peut s'en distinguer assez largement. Notamment, cette définition regroupe sous une seule appellation des régions qui sont traditionnellement distinguées, comme les couronnes et les « zones de transition » qui relient ces dernières aux chromosphères.

La présence d'une chromosphère/couronne est un phénomène qui concerne presque toutes les étoiles, quels que soient leurs types spectraux ou leurs stades évolutifs. L'émission X des étoiles de type solaire est probablement produite dans des couronnes à des températures de l'ordre de $10^6 - 10^7 K$ (Schmitt et al. 1990). La corrélation de ce rayonnement X avec la rotation indique que l'origine du chauffage se trouve dans la dynamo, via les couches convectives dont ces étoiles sont pourvues. On observe, dans les supergéantes O et B, des phénomènes de *superionisation* qui indiquent l'existence, dans les enveloppes de ces étoiles, de régions portées à très haute température. Deux interprétations sont alors possibles : soit il s'agit d'une mince couronne à $10^6 K$, génératrice de rayons X à la base des vents de ces étoiles (Cassinelli & Olson 1979, Cassinelli 1984), soit c'est un chauffage global du vent qui est produit (Morton 1976). Ce même phénomène se retrouve dans les étoiles Be classiques (Doazan 1982) et il est, là aussi, interprété comme résultant de la présence d'une chromosphère à $10^5 K$ environ. L'introduction de nouveaux mécanismes de chauffage (Hammer 1982, Kudritzki et al. 1987, Pauldrach et al. 1990) et la découverte que les instabilités radiatives peuvent engendrer des chocs (Lucy 1982, Owocki et al. 1988) permettent maintenant d'expliquer la présence d'un flux X, bien que ces étoiles soient dépourvues de zone convective. Une explication alternative de l'existence du flux X et des niveaux élevés d'ionisation est basée sur les CIRs (Mullan 1984, Cranmer & Owocki 1996). Par contre, il n'existe toujours pas de preuve de la présence de chromosphère/couronne autour des étoiles A plus chaudes que les étoiles A7V de la séquence principale (Praderie & Crivellari 1982, Schmitt et al. 1985, Simon et al. 1994, Verdugo 1997). En particulier, pour les étoiles proches du type de Vega (A0), Schmitt et al. (1995) ont montré que, si elles

existent, les couronnes de ces étoiles sont très différentes de celles des étoiles de type solaire. Ces résultats sont intéressants dans la mesure où l'on considère les HAEBES comme les précurseurs potentiels des Be classiques et des étoiles A de la séquence principale.

D'un point de vue théorique, les travaux sur le chauffage des chromosphères (au sens où nous l'avons défini) sont encore loin d'avoir abouti. Pour les étoiles ayant des zones convectives sub-photosphériques, ce chauffage est perçu comme résultant soit de la dissipation d'ondes hydrodynamiques ou MHD, soit de processus électromagnétiques (reconnection magnétique, chauffage « Joule », ...). Tout cela repose sur l'existence d'un champ magnétique qui serait produit par effet dynamo dans les zones convectives. La dissipation d'ondes acoustiques est également envisagée, en particulier dans le cas des étoiles A, et ne nécessite qu'une zone convective sans champ magnétique. Mais de façon générale, les étoiles chaudes sans zone convective ne sont pas censées pouvoir générer d'ondes acoustiques ni de champs magnétiques, engendrés par une dynamo de type solaire. Il faut alors trouver d'autres mécanismes ; nous avons évoqué les plus fréquents ci-dessus. Très récemment, Tout & Pringle (1995) ont proposé que l'émission X des étoiles Ae/Be de Herbig (Zinnecker & Preibisch 1994) soit produite dans une couronne chauffée magnétiquement. Le champ magnétique serait alors produit par une dynamo alimentée via la rotation différentielle initiale de ces étoiles. Lignières et al. (1996) ont proposé, pour les HAEBES, un mécanisme qui permet d'extraire une partie de l'énergie rotationnelle de l'étoile et de la transférer dans les couches externes où elle est alors dissipée.

La dissipation d'énergie non radiative au-dessus de la photosphère se traduit par un excès de pertes radiatives, par rapport à une atmosphère en équilibre radiatif. Cet excès se manifeste dans la SED ainsi que dans la présence de raies d'éléments très excités, comme nous l'avons déjà dit au début de ce paragraphe. Dans cette optique, l'étude des observations disponibles par la modélisation de certaines raies, dans le cadre d'un modèle semi-empirique, doit permettre de préciser nos connaissances de la structure en température réelle des chromosphères des HAEBES, et de calculer certaines contributions aux pertes radiatives, qui seront par la suite utilisées pour contraindre les modèles théoriques.

1.3 Problématique générale de cette étude

Nous avons vu que les étoiles de Herbig étaient très probablement des objets pré-séquence principale, de masses comprises entre deux et cinq masses solaires. A ce titre, elles constituent une gamme importante d'étoiles entre, d'une part les T-Tauri, et d'autre part, les étoiles jeunes très massives observées en infrarouge (Jiang et al. 1984) ou dans les associations d'étoiles OB (Elmegreen & Lada 1977, Blauuw 1991, Lépine & Duvert 1993). Peu des différents mécanismes proposés, afin d'expliquer l'activité ou la perte de masse de ces derniers, sont efficaces dans le cas des étoiles de Herbig, du fait de leur situation intermédiaire entre ces extrêmes. Dans le cadre de

l'étude de l'évolution vers la séquence principale, ces étoiles sont donc le seul terrain sur lequel comparer modèles et observations pour les masses intermédiaires. Comme nous le verrons tout au long de ce travail, les problèmes posés par l'étude des vents, chromosphères et activité des étoiles de Herbig se rapprochent beaucoup de ceux rencontrés dans d'autres parties du diagramme HR et, notamment, de ceux concernant les étoiles Be classiques, dont les étoiles de Herbig sont peut-être les génitrices.

Dans le but d'affiner les contraintes sur les différents modèles proposés pour expliquer la perte de masse des HAEBES, nous nous sommes particulièrement attachés aux étoiles de la classe PCygni, pour lesquelles la présence d'un vent stellaire est avérée. Pour mener à bien ce travail, nous avons adopté une méthode qui consiste à construire un modèle de ces vents, afin de modéliser ensuite certaines raies et de fournir, à partir des observations, des éléments de diagnostic sur les conditions physiques régnant dans les régions du vent où les raies se forment. Les observations ont montré que les vents des HAEBES de cette classe ont une structure générale commune, ce qui nous a autorisé à n'étudier qu'une seule étoile dans certains cas. Notre choix s'est alors naturellement porté vers l'étoile prototype des HAEBES de la classe PCygni, qui est aussi celle dont nous avons le plus d'observations, c'est-à-dire AB Aur (type spectral A0Ve).

Chapitre 2

Formation des raies

L'ambition de ce travail est double : d'une part, il s'agit pour nous d'étudier le processus de formation des raies dans les vents des HAEBES, et d'autre part, de tirer de cette étude les informations qui permettront de contraindre les modèles théoriques de vents proposés pour ces étoiles. En particulier, nous nous sommes attachés à la détermination de la structure physique de ces vents (lois de température et de vitesse, taux de perte de masse, ...), ainsi qu'à l'estimation des pertes radiatives qui s'y produisent.

Pour mener à bien ce travail, nous nous sommes appuyés sur de nombreuses observations d'un grand nombre de raies spectrales, acquises sur une période couvrant une quinzaine d'années, ce qui nous permet de « sonder » la structure de ces vents à différentes profondeurs et à différentes époques. D'un point de vue technique, cette étude nécessite la résolution de l'équation de transfert dans un milieu hors équilibre thermodynamique local (ci-après NLTE) en présence d'un champ de vitesse, dans un premier temps dans une géométrie à symétrie sphérique (pour tenir compte du fait que ce sont des atmosphères étendues), puis hors symétrie sphérique (pour tenir compte des observations montrant l'existence de structures azimutales).

Notre approche s'inspire de la méthode présentée par Catala (Thèse de troisième cycle 1983), tout au moins pour la première étape, à savoir la construction du modèle pour le vent des HAEBES. Du fait de la complexité intrinsèque d'une atmosphère stellaire, nous sommes amenés à faire un certain nombre d'hypothèses, afin de réduire le nombre de paramètres à introduire. Certaines des variables à considérer étant liées entre elles par les équations de l'hydrodynamique, cela nous permet de n'en conserver finalement qu'un nombre restreint ; ceci suppose, bien sûr, que l'on sache écrire les équations gouvernant la physique de notre problème. Comme ce n'est pas toujours le cas, nous avons donc choisi de travailler avec un modèle semi-empirique, c'est-à-dire que certains paramètres du modèle sont laissés libres, alors qu'ils auraient pu être déterminés par la résolution de certaines équations.

Une fois le modèle construit, il ne reste, si l'on peut dire, qu'à résoudre l'équation de transfert afin d'obtenir le flux à la sortie de l'enveloppe dans certaines raies, comparer les résultats aux observations et enfin itérer jusqu'à l'obtention d'un bon accord

entre spectre synthétique et spectre observé. Il faut néanmoins garder à l'esprit que la solution a toutes les chances de ne pas être unique; en d'autres termes, nous aurons trouvé « une » solution au problème, et non « la » solution. Pour crédibiliser notre solution, nous pouvons bien sûr la confronter au plus grand nombre possible d'observables; si le modèle obtenu permet d'expliquer des raies très différentes ainsi que la distribution spectrale d'énergie, nous pouvons raisonnablement considérer qu'il constitue une description adéquate de la réalité.

2.1 Hypothèses générales du modèle

Nous l'avons dit ci-dessus, nous devons traiter le problème du transfert de rayonnement dans des atmosphères étendues; nous ne pouvons plus travailler en géométrie plans parallèles, la taille de l'atmosphère n'étant pas négligeable par rapport à celle de l'étoile. Dans un premier temps, nous avons donc considéré qu'il s'agissait d'un problème à symétrie sphérique. La prise en compte des écarts à la symétrie sphérique, révélés par les observations d'une modulation rotationnelle dans les raies de certaines HAEBES (AB Aur par exemple), fera l'objet d'un chapitre spécifique.

Nous avons construit un modèle de vent stationnaire. Cette hypothèse nous permet notamment d'éliminer le terme temporel de l'équation de transfert (voir plus loin), ce qui constitue une simplification notable du problème mathématique à considérer. Cette hypothèse trouve sa justification dans le fait qu'elle peut être considérée comme une opération de moyenne, dans le temps, d'un nombre important de processus non-stationnaires. Mais comme l'équation de transfert est non linéaire par rapport aux champs ($V(r)$, $\rho(r)$ et $T(r)$), qui varient dans le temps, le résultat obtenu avec notre modèle moyen est sûrement assez différent de celui que l'on obtiendrait en résolvant l'équation de transfert à chaque instant, puis en prenant la moyenne des résultats ainsi obtenus.

Comme nous l'avons vu au chapitre 1, l'existence de régions chauffées à des températures supérieures à celle de la photosphère sous-jacente, ce que nous avons appelé une *chromosphère*, est attestée par la présence, dans les spectres des HAEBES, de nombreuses raies normalement absentes des photosphères classiques d'étoiles de même type spectral. Nous avons donc introduit, dans nos modèles, une remontée de température au-dessus de celle de la photosphère; la loi de température obtenue passe alors par un minimum, comme observé dans le cas du Soleil, augmente jusqu'à un maximum, avant de décroître pour constituer une zone isotherme s'étendant sur plusieurs dizaines de rayons stellaires autour de l'étoile. Les différents paramètres, intervenant dans cette loi de température, seront ajustés de manière à reproduire au mieux les observations. Les raies photosphériques observées étant généralement en bon accord avec les modèles de photosphères classiques en équilibres hydrostatique et radiatif, nous avons donc choisi ce type de photosphères pour représenter les HAEBES.

Le fait de ne considérer que des étoiles de la classe PCygni nous impose de prendre en compte la présence d'un champ de vitesse dans ces atmosphères. Nous avons supposé que ces dernières étaient en expansion monotone, le flot étant stationnaire. Le raccord vent-photosphère est situé à l'endroit du minimum de température. En revanche, nous n'avons pas introduit la rotation de l'enveloppe dans ce modèle.

Parmi toutes les théories de vents stellaires présentées au chapitre 1, aucune ne peut être privilégiée a priori. La loi de vitesse dans le vent ne peut donc pas être déterminée de façon auto-consistante et doit être introduite comme un paramètre libre dans notre modèle. La seule contrainte observationnelle, dont nous disposons à tout moment, concerne la vitesse terminale atteinte par le flot. En effet, grâce à notre hypothèse sur la nature monotone du flot, et en supposant également qu'il n'y a ni décroissance de la vitesse vers l'extérieur, ni discontinuité, nous pouvons considérer que la vitesse maximale du vent est voisine de celle mesurée sur le bord violet des raies dont nous disposons. Néanmoins, l'existence d'une éventuelle discontinuité ou décroissance de la vitesse n'est en rien contredite par les observations, ni interdite d'un point de vue purement physique. Les raies D du sodium, formées très loin dans le vent, ont généralement un profil PCygni, dont la composante en absorption présente un décalage vers le bleu inférieur à celui de $H\alpha$ ou des raies h et k de Mg II par exemple. Ces raies pourraient donc être formées dans une région où la vitesse du flot est inférieure à la vitesse maximale atteinte dans les zones de formation de $H\alpha$ ou dans les raies h et k de Mg II.

Nous avons donc considéré des lois où la vitesse croît de façon monotone jusqu'à une valeur maximale V_{Max} atteinte à une distance $R(V_{Max})$ de l'étoile, puis reste constante au-delà. En pratique, nous devons fixer une limite supérieure à l'étendue du vent. Nous saurons que la valeur choisie, pour le rayon maximal du modèle R_{Max} , est assez grande quand, pour un modèle plus étendu, les profils des raies obtenus ne seront pas sensiblement changés.

Notons également que la vitesse mesurée sur le bord bleu d'une raie ne peut pas être strictement égale à la vitesse terminale du vent, du fait de la largeur du profil intrinsèque de la raie dans le référentiel du fluide.

L'expérience a montré que pour reproduire correctement les raies de Mg II, de C IV ou encore la raie $H\alpha$, il était nécessaire d'introduire une vitesse Doppler macroscopique supersonique, qui intervient directement sur l'élargissement des raies (Catala et al. 1984, Catala & Kunasz 1987). Ce paramètre regroupe à la fois une composante micro-turbulente et une composante thermique et il se définit comme :

$$v_D^2(r) = v_M^2(r) + \frac{2k_B T(r)}{m} \quad (2.1)$$

m étant la masse d'un atome de l'espèce étudiée. Il est difficile de dire si cette vitesse Doppler indique la présence de mouvements turbulents supersoniques ($v_D=45 \text{ km.s}^{-1}$ pour AB Aur) ou plutôt des hétérogénéités de vitesse à petite échelle, dont il est impossible de tenir compte avec notre modèle à symétrie sphérique.

La variabilité de la loi de vitesse dans le vent, suggérée par les observations, ne

peut pas être étudiée directement avec notre modèle, qui rappelons le est indépendant du temps ; on pourrait cependant le faire en étudiant toute une famille de champs de vitesse différents, chacun étant considéré comme stationnaire.

2.1.1 Construction du modèle

Dans notre modèle, l'atmosphère (au sens large) de l'étoile est divisée en deux parties distinctes : la photosphère et le vent à proprement parler.

La photosphère est décrite par le modèle de Kurucz qui correspond aux paramètres fondamentaux de l'étoile. Elle est en équilibre radiatif et hydrostatique et plans parallèles. Le vent est la région dynamique au-dessus de la photosphère ; il est à symétrie sphérique. Le raccord entre les deux régions se fait au point où la loi de température dans la photosphère passe par un minimum $T_{min} < T_{eff}$ choisi par l'utilisateur.

Dès lors que l'on se donne une loi de vitesse dans le vent, la densité est déterminée grâce à l'équation de continuité :

$$\dot{M} = 4\pi r^2 \rho(r) v(r) \quad (2.2)$$

où \dot{M} est le taux de perte de masse. Ce dernier peut être choisi arbitrairement et on le détermine en le faisant varier (parmi d'autres paramètres) jusqu'à obtenir un bon accord du modèle correspondant avec les observations. Il peut aussi être calculé de manière auto-cohérente, si l'on se fixe une valeur pour la profondeur optique du continu au niveau du rayon photosphérique. En effet, grâce à la définition de la profondeur optique, on a :

$$\tau_\star = \int_{R_{ph}}^{\infty} \sigma_c(r) \rho(r) dr = \frac{\dot{M}}{4\pi} \int_{R_{ph}}^{\infty} \frac{\sigma_c(r)}{r^2 v(r)} dr \quad (2.3)$$

σ_c étant la section efficace d'absorption du continu par unité de masse (en $\text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$), diffusion électronique comprise. Cette relation entraîne donc :

$$\dot{M} = \frac{4\pi \tau_\star}{\int_{R_{ph}}^{\infty} \frac{\sigma_c(r)}{r^2 v(r)} dr} \quad (2.4)$$

Puisque nous voulons imposer un raccord vent-photosphère, la loi de vitesse doit alors vérifier :

$$\frac{\tau_\star}{\int_{R_{ph}}^{\infty} \frac{\sigma_c(r)}{r^2 v(r)} dr} = R_{ph}^2 \rho_{ph} v(R_{ph}) \quad (2.5)$$

ρ_{ph} est la densité du modèle de photosphère au rayon photosphérique. Si le spectre photosphérique observé correspond bien au modèle photosphérique choisi, on choisit $\tau_\star = 2/3$ en $r = R_{ph}$. Par contre, si le spectre photosphérique observé semble se former plus haut dans l'atmosphère (avec, par exemple, des raies photosphériques

asymétriques décalées vers le bleu), on doit alors prendre $\tau_* \geq 2/3$, la valeur choisie étant suggérée par les observations. A ce moment là, le problème à résoudre est que $\sigma_c(r)$ dépend généralement du taux de perte de masse ; il faut donc passer par une procédure itérative. La première étape consiste à évaluer grossièrement \dot{M} , en supposant que la valeur de la section efficace d'absorption du continu dans le vent est égale à sa valeur photosphérique, de sorte que :

$$\dot{M}^{(1)} = \frac{4\pi\tau_*}{\sigma_{c_{ph}} \int_{R_{ph}}^{\infty} \frac{d\tau}{r^2 v(r)}} \quad (2.6)$$

Avec cette valeur du taux de perte de masse, on calcule la loi de densité $\rho(r)$ ainsi que les quantités $n_e(r)$, $\chi_c(r)$ et $\sigma_c(r)$. Un nouveau taux de perte de masse $\dot{M}^{(2)}$ est alors calculé via l'équation (2.3) en utilisant les nouvelles valeurs de $\sigma_c(r)$. On contrôle alors que la relation (2.4) est vérifiée, sans quoi la vitesse au rayon photosphérique est recalculée en posant :

$$v^{(2)}(R_{ph}) = \frac{\dot{M}^{(2)}}{4\pi R_{ph}^2 \rho_{ph}} \quad (2.7)$$

On itère jusqu'à l'obtention d'une convergence, toujours réalisée en cinq itérations tout au plus. A la convergence, le taux de perte de masse est cohérent avec, à la fois, la loi de vitesse et la condition selon laquelle une photosphère classique se trouve à la base du vent.

Nous donnerons les détails des lois de température dans les chapitres suivants, où seront exposés les résultats de cette thèse. Dans l'immédiat, nous nous limitons aux considérations les plus générales sur la méthode que nous avons employée.

2.2 Résolution de l'équation de transfert radiatif

Grâce au modèle que nous venons de présenter ci-dessus, nous sommes en mesure de calculer les quantités caractérisant le milieu traversé par le rayonnement issu de l'étoile. L'interaction de ce rayonnement avec la matière constituant l'enveloppe, est décrite par l'équation bien connue :

$$\left[\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} + \vec{n} \cdot \nabla \right] I(\vec{r}, \vec{n}, \nu, t) = \eta(\vec{r}, \vec{n}, \nu, t) - \chi(\vec{r}, \vec{n}, \nu, t) I(\vec{r}, \vec{n}, \nu, t) \quad (2.8)$$

où $I(\vec{r}, \vec{n}, \nu, t)$, $\eta(\vec{r}, \vec{n}, \nu, t)$ et $\chi(\vec{r}, \vec{n}, \nu, t)$ désignent respectivement l'intensité spécifique du rayonnement, l'émissivité et le coefficient d'absorption du milieu au point \vec{r} , dans la direction \vec{n} , à la fréquence ν et au temps t .

L'hypothèse stationnaire permet de supprimer le terme $\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t}$ de l'équation de transfert ; tenant compte de l'hypothèse de symétrie sphérique (voir paragraphe ci-dessus), nous pouvons récrire (2.8) sous la forme finale :

$$\mu \frac{\partial I(r, \mu, \nu)}{\partial r} + \frac{1 - \mu^2}{r} \frac{\partial I(r, \mu, \nu)}{\partial \mu} = \eta(r, \mu, \nu) - \chi(r, \mu, \nu) I(r, \mu, \nu) \quad (2.9)$$

avec $\mu = \cos\theta$, θ étant l'angle que fait la direction de propagation \vec{n} avec le rayon vecteur \vec{r} . En divisant les membres de droite et de gauche par $\chi(r, \mu, \nu)$, il est possible de faire apparaître explicitement la fonction source $S(r, \mu, \nu)$ dans cette équation, où l'on a, par définition :

$$S(r, \mu, \nu) \equiv \eta(r, \mu, \nu)/\chi(r, \mu, \nu) \equiv \zeta(r, \mu, \nu)\bar{J}(r) + \Theta(r, \mu, \nu) \quad (2.10)$$

$\bar{J}(r)$ est l'intégrale de diffusion de la fonction source. Dans le cas statique, l'équation (2.9) est encore simplifiée car l'émissivité et le coefficient d'absorption sont alors isotropes et, par conséquent, ils ne dépendent plus que de r et de ν . Par contre, en présence d'un champ de vitesse, ces grandeurs présentent un couplage entre les fréquences et la direction de propagation des photons, du fait du décalage Doppler entre les fréquences dans le référentiel de l'observateur et celui du fluide en expansion. En d'autres termes, si la fréquence d'un photon se propageant dans la direction μ , dans le référentiel de l'observateur, est ν_{obs} , un atome se déplaçant à la vitesse $v(r)$ dans le référentiel du fluide le « voit » à la fréquence ν , telle que :

$$\nu = \nu_{obs} - \nu_0 \frac{\mu v(r)}{c} \quad (2.11)$$

avec ν_0 la fréquence « au repos » de la raie. Le profil intrinsèque de la raie s'écrit alors :

$$\Phi(\nu - \nu_0) = \Phi(\nu_{obs} - \nu_0 \frac{\mu v(r)}{c} - \nu_0) \quad (2.12)$$

On voit donc que le transfert de rayonnement dans les raies est fortement influencé par le décalage Doppler introduit par le champ de vitesse, du fait de la forte dépendance de l'émissivité et de l'absorption avec la fréquence. Au contraire, le continu n'est, en pratique, pas affecté par cet effet.

Ce couplage entre fréquence et direction de propagation rend la résolution de l'équation (2.9) difficile dans le référentiel de l'observateur. Dans ce cas, en effet, l'intégrale de diffusion, intervenant dans le calcul de la fonction source, s'écrit :

$$\bar{J}(r) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\nu_{obs} \int_{-1}^{+1} d\mu, I(r, \mu, \nu_{obs}) \Phi(r, \mu, \nu_{obs}) \quad (2.13)$$

Ce terme contient des contributions importantes de la part des fréquences comprises dans l'intervalle $\nu_0(1 - V_{max}/c) \leq \nu \leq \nu_0(1 + V_{max}/c)$, où V_{max} est la vitesse maximale atteinte dans le flot. Cet intervalle est beaucoup plus grand que celui défini par la largeur intrinsèque de la raie et utilisé dans le cas statique. L'unité naturelle de fréquence pour le transfert dans les raies étant la largeur Doppler thermique ($V_{th}\nu_0/c$), cette intégrale devrait donc être évaluée sur un très grand nombre d'unités Doppler dans les cas où $V_{max} \gg V_{th}$.

La pratique montre que si la vitesse du flot dépasse quelques unités Doppler, le calcul de (2.13) n'est plus réalisable dans le référentiel de l'observateur (Kunasz & Hummer 1974). Cela nous concerne donc puisque les vitesses terminales typiques

mesurées pour les HAEBS sont de plusieurs centaines de kilomètres par seconde, soit plusieurs dizaines de fois la largeur Doppler de n'importe quelle raie ($V_{Th} \approx 10 \text{ km.s}^{-1}$).

Il faut donc trouver une approche différente afin de résoudre ce problème. Sans prétendre être exhaustifs, nous allons brièvement présenter quelques méthodes élaborées dans ce but, et qui sont parmi les plus fréquemment utilisées. Nous nous limitons aux méthodes qui traitent le problème dans des géométries autres que plans parallèles.

- Dans les simulations de type *Monte-Carlo*, le problème du transport d'énergie dans les enveloppes est traité en suivant des paquets d'énergie (les photons) au cours de leurs absorptions/diffusions successives sur un échantillon de trajets choisis au hasard. Cette méthode a l'avantage de permettre le calcul d'un très grand nombre de raies, mais son défaut majeur est qu'elle converge souvent très mal pour les raies optiquement épaisses. En effet, dès que l'épaisseur optique d'une raie devient grande (typiquement $\tau \approx 10 - 100$) sur un trajet de fuite, le nombre de diffusions par photon devient très grand. L'approche *Monte-Carlo* reposant sur un échantillonnage statistique, la précision des calculs augmente seulement en $1/\sqrt{N}$, où N est le nombre de photons considérés dans la simulation, d'où les problèmes de convergence. On voit donc ici que cette méthode est plus appropriée pour des calculs concernant les continus, généralement plus transparents que les raies. Notons également que, par sa nature même, cette méthode est particulièrement bien adaptée aux problèmes traitant de géométries complexes. Il existe quelques codes numériques (Abbot & Lucy 1985 par exemple) bien adaptés aux raies, mais ils introduisent, de manière ad hoc, les conditions d'ionisation et la fonction source. Ils ne sont donc pas adaptés au problème qui nous intéresse.
- L'approximation de Sobolev développée par Sobolev (1947), puis étendue par Castor (1970), Rybicki & Hummer (1978) et Hummer & Rybicki (1985, 1992), est sûrement la plus utilisée de toutes les méthodes, pour le calcul de profils de raies en présence d'un champ de vitesse. Elle permet d'obtenir ces profils par un calcul de probabilité d'échappement des photons; elle est presque entièrement analytique et donc très pratique. Cependant, parce que la probabilité d'échappement des photons est calculée en négligeant les effets des raies voisines de celle étudiée, elle n'est strictement valide que pour des raies isolées et non dans le cas où de nombreuses raies se chevauchent (Castor 1970, Rybicki 1984, Avrett & Loeser 1987), ce qui arrive souvent, notamment dans l'UV. Par contre pour des raies bien séparées comme celles de la série de Balmer, cette approximation donne de bons résultats (Duschinger et al. 1995). Rybicki (1984) a montré que cette approximation était peu précise pour les raies de faible épaisseur optique. En outre, si l'on utilise l'approximation de Sobolev pour intégrer l'équation de transfert, on est alors amené à supposer que le profil intrinsèque de la raie est une fonction très étroite (essentiellement un pic de

Dirac), ce qui conduit à des erreurs importantes sur l'intensité émergente du rayonnement (Hamman 1981). Pour éliminer tous ces problèmes, Lamers et al. (1987) ont introduit l'approche S.E.I (pour *Sobolev with Exact Integration*), dans laquelle on calcule la fonction source de la raie dans le cadre de l'approximation de Sobolev, puis on opère une intégration numérique exacte de l'équation de transfert, à fonction source connue. Avec l'approche S.E.I, il est aisé de tenir compte du couplage radiatif des fonctions sources de doublets serrés. Ajoutons également que cette méthode est suffisamment souple pour s'adapter aisément à des configurations complexes, notamment aux problèmes des enveloppes non sphériques (Bjorkman et al. 1994, Cranmer & Owocki 1996). Pour la méthode de Sobolev « classique » comme pour la méthode S.E.I, la validité des calculs repose entièrement sur l'importance du gradient de vitesse dans le vent, qui conditionne la valeur de la probabilité de fuite des photons. Ces méthodes sont donc valables dans des régimes de grande vitesse, mais le deviennent de moins en moins au fur et à mesure que l'on se rapproche de la surface de l'étoile, où les gradients de vitesse sont faibles. Les erreurs sont alors importantes surtout dans le coeur de la raie. De plus, l'importance de l'absorption et de l'émission dans le continu augmente dans les couches denses ; si on y ajoute le fait que les continus ont des largeurs de bande quasiment illimitées sous leur seuil (rendant caduque l'approximation de base de la méthode Sobolev, à savoir la fuite des photons à cause du décalage Doppler), cela rend cette approche inadéquate pour les continus dans la région subsonique. Comme nous sommes, en particulier, intéressés par la connaissance des conditions physiques à la base du vent des HAEBES, nous ne pouvons pas utiliser cette approche.

Nous sommes donc amenés à envisager la résolution de l'équation (2.9) dans le référentiel du fluide, afin de supprimer le couplage entre les fréquences et la direction de propagation des photons. Il est clair en effet que, dans ce référentiel, l'émissivité et l'absorption redeviennent isotropes ; l'intégrale de diffusion (2.13) ne doit alors être évaluée que sur les fréquences situées au voisinage immédiat de la fréquence centrale de la raie. Le calcul se déroule alors en deux temps :

1. La résolution de l'équation de transfert dans le référentiel co-mobile, fournissant les fonctions sources dans la raie et le continu en tout point de l'enveloppe. Ceci suppose que l'on choisisse, au préalable, une méthode de calcul pour les équations d'équilibre statistique.
2. Le calcul du flux sortant de l'enveloppe dans la raie et le continu ; il faut là aussi résoudre l'équation de transfert, mais cette fois dans le référentiel de l'observateur et à fonction source connue, ce qui supprime la nature intégral-différentielle du problème.

2.3 Equation de transfert dans le référentiel co-mobile

On considère une configuration à symétrie sphérique.

Pour un observateur situé en r et se déplaçant avec le fluide à une vitesse radiale $V(r)$, l'équation de transfert pour un rayonnement de fréquence ν , traversant le milieu dans la direction faisant l'angle $\cos^{-1}(\mu)$ avec le rayon vecteur, s'écrit (Mihalas et al. 1975) :

$$\mu \frac{\partial}{\partial r} I(\nu, \mu, r) + \frac{1 - \mu^2}{r} \frac{\partial}{\partial \mu} I(\nu, \mu, r) - \frac{\alpha(r)}{r} \{1 - \mu^2 + \mu^2 \beta(r)\} \frac{\partial}{\partial \nu} I(\nu, \mu, r) = \eta(\nu, r) - \chi(\nu, r) I(\nu, \mu, r) \quad (2.14)$$

où

$$\alpha(r) \equiv \nu_0 V(r)/c \quad (2.15)$$

$$\beta(r) \equiv d \ln V(r) / d \ln r \quad (2.16)$$

Dans cette équation, les termes d'aberration et d'advection ont été négligés; Mihalas et al. (1976 a) ont montré que cette approche était valable tant que V/c était inférieur à 0.01, ce qui est toujours le cas pour les vents des HAEBES. Une discussion de l'importance de ces termes dans le cas $V/c \geq 0.01$ sort du cadre de cette étude.

Pour résoudre cette équation, nous avons utilisé un couplage des deux méthodes présentées par Mihalas et al. (1975, 1976 b) et Mihalas & Kunasz (1978). Avec la première, on calcule les moments de l'intensité spécifique J_ν , H_ν , K_ν et N_ν , la fonction source étant connue. La seconde fournit la fonction source $S_\nu(r)$, les facteurs d'Edington $f_\nu = K_\nu/J_\nu$ et $g_\nu = N_\nu/H_\nu$ étant connus. En itérant sur ces deux méthodes, on obtient une solution au problème posé. Comme nous l'avons déjà dit, pour utiliser ces méthodes, et notamment la seconde, il faut choisir une méthode de calcul des équations d'équilibre statistique pour les populations des niveaux atomiques de l'espèce étudiée. Nous nous sommes placés dans le cadre de l'approche E.T.L.A (pour Equivalent Two Level Atom), que nous détaillerons plus loin.

Nous présentons brièvement ci-dessous les méthodes sus-dites; les détails se trouvent dans Mihalas et al. (1975, 1976 b) et Mihalas & Kunasz (1978).

2.3.1 Méthode formelle en coordonnées (p,z)

La première étape consiste à passer du système de coordonnées (r, μ) au système (p, z) , où p est le paramètre d'impact du rayonnement considéré et z l'abscisse sur ce paramètre d'impact. Les fonctions dépendant du rayon dépendent alors de p et de z via la relation $r = (p^2 + z^2)^{1/2}$.

L'équation (2.14) s'écrit maintenant :

$$\pm \frac{\partial}{\partial z} I^\pm(\nu, p, z) - \frac{\alpha(r)}{r} [1 - \mu^2 + \beta(r) \mu^2] \frac{\partial}{\partial \nu} I^\pm(\nu, p, z) = \eta(\nu, r) - \chi(\nu, r) I^\pm(\nu, p, z) \quad (2.17)$$

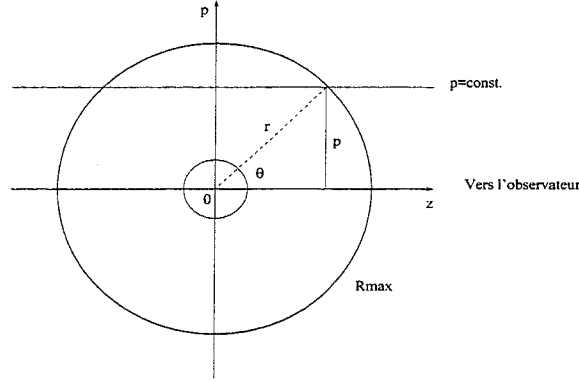


Figure 2.1: Principe du changement de coordonnées utilisé

Les signes + et - correspondent respectivement au rayonnement dirigé vers ou à l'opposé de l'observateur.

On introduit à présent les variables de Feautrier :

$$\begin{cases} u(\nu, p, z) \equiv \frac{1}{2}[I^+(\nu, p, z) + I^-(\nu, p, z)] \\ v(\nu, p, z) \equiv \frac{1}{2}[I^+(\nu, p, z) - I^-(\nu, p, z)] \end{cases} \quad (2.18)$$

Les équations pour u et v sont alors :

$$\begin{cases} \frac{1}{\chi(\nu, r)} \frac{\partial}{\partial z} u(\nu, p, z) - \gamma(\nu, p, z) \frac{\partial}{\partial \nu} v(\nu, p, z) = -v(\nu, p, z) \\ \frac{1}{\chi(\nu, r)} \frac{\partial}{\partial z} v(\nu, p, z) - \gamma(\nu, p, z) \frac{\partial}{\partial \nu} u(\nu, p, z) = S(\nu, r) - u(\nu, p, z) \end{cases} \quad (2.19)$$

où

$$\gamma(\nu, p, z) \equiv \frac{\alpha(r)}{r\chi(\nu, r)} [1 - \mu^2 + \beta(r)\mu^2] \quad (2.20)$$

et la fonction source $S(\nu, r)$ est donnée par l'expression classique :

$$S(\nu, r) \equiv \eta(\nu, r)/\chi(\nu, r) \quad (2.21)$$

Nous avons donc transformé l'équation (2.14) en un système d'équations aux dérivées partielles couplées du premier ordre. La résolution de ce système d'équations pour un paramètre d'impact donné suppose donc, que l'on se donne à la fois des conditions aux limites (terme spatial) et des conditions initiales (terme de fréquences).

On note R le rayon maximal de l'enveloppe et R_c le rayon du coeur opaque de l'étoile. On écrit alors qu'à la surface de l'enveloppe, il n'y a pas de rayonnement incident ; on a donc $I^-(\nu, p, z_{max}) = 0$, ce qui implique que $u(\nu, p, z) = v(\nu, p, z)$. Ici $z_{max} = (R^2 - p^2)^{1/2}$ est la valeur de z à l'intersection entre le paramètre d'impact p et la limite externe du vent. On a donc :

$$\frac{1}{\chi(\nu, R)} \frac{\partial}{\partial z} u(\nu, z_{max}) = \gamma(\nu, z_{max}) \frac{\partial}{\partial \nu} u(\nu, z_{max}) - u(\nu, z_{max}) \quad (2.22)$$

Il existe deux types de conditions aux limites, selon que le rayon p intercepte ou non le coeur de l'étoile. Dans le cas où $p \geq R_c$, le problème est symétrique par rapport à z , ce qui implique que $v(\nu, p, z = 0) = 0$, de sorte que :

$$\frac{\partial}{\partial z} u(\nu, z = 0) = 0, p \geq R_c \quad (2.23)$$

Dans le cas contraire, i.e. $p < R_c$, on écrira que le rayonnement issu de l'étoile est thermalisé jusqu'au rayon R_c ; pour $z \leq z_{min}$ où $z_{min} = (R_c^2 - p^2)^{1/2}$, l'approximation de diffusion s'applique et l'on a :

$$I(\nu, p, z_{min}) = B_\nu + \frac{\mu}{\chi(\nu, R_c)} \left| \frac{dB_\nu}{dr} \right| \quad (2.24)$$

Pour des rayons d'impact plus petits que le rayon central, on a donc finalement :

$$v(\nu, p, z_{min}) = \frac{|\mu|}{\chi(\nu, R_c)} \left| \frac{dB_\nu}{dr} \right| = \frac{(R_c^2 - p^2)^{1/2}}{R_c \chi(\nu, R_c)} \left| \frac{dB_\nu}{dr} \right| \quad (2.25)$$

Examinons maintenant la condition initiale sur les fréquences. Dans le cas qui nous intéresse, le champ de vitesse du flot est une fonction croissante monotone de r , i.e. $V(r) \geq 0$ et $dv/dr \geq 0$. Par conséquent, chaque point de l'enveloppe s'éloigne des autres et pour un atome situé en un point donné, les photons en provenance des autres points du vent lui paraissent décalés vers le rouge par rapport à leur longueur d'onde d'émission. La fréquence maximale, dans le profil local d'un atome, ne peut donc intercepter que les photons du continu adjacent émis depuis d'autres points de l'enveloppe. On peut donc écrire que, pour le bord bleu de la raie, on a $\frac{\partial I_\nu}{\partial \nu} = 0$ ou toute autre pente spécifiée pour le continu. Le système d'équations (2.19) se ramène alors au cas statique et peut être aisément résolu afin de fournir les valeurs initiales nécessaires pour commencer l'intégration vers les basses fréquences. En pratique, il faut d'abord traiter le problème du transfert dans le continu pour en déterminer l'intensité, utilisée alors pour commencer la procédure d'élimination fréquence par fréquence dans les raies. Tout ceci suppose donc que nous travaillions à fonction source connue, tant pour le continu que pour les raies.

A ce stade, quelques remarques s'imposent. La première concerne la condition initiale ci-dessus; elle n'est valable que pour des flots en expansion monotone. Dans le cas d'une enveloppe en contraction ($V \leq 0$ et $dv/dr \leq 0$), la même condition s'appliquerait au bord rouge de la raie. La seconde a trait au choix d'une condition aux limites pour les rayons qui interceptent le coeur. Dans le cas qui nous intéresse, le coeur, qui correspond aux couches profondes de l'étoile, est bien évidemment opaque. La méthode que nous venons de présenter s'applique toutefois à bien d'autres situations et nous aurions pu également considérer le cas où ce coeur est transparent (ou tout au moins pas assez opaque pour que l'approximation de diffusion s'applique), ou encore le cas où l'intensité émergente $I_c^+(\nu, p)$ est spécifiée (problème dit de Schuster).

D'autres relations auraient alors été obtenues.

Les bases de la méthode formelle étant posées, examinons brièvement comment elle peut être mise en place dans un code numérique. Tout commence par le découpage de l'atmosphère en ND sphères concentriques, ce qui fournit une grille de rayons $\{r_d\}$ ($d=1, ND$) telle que $r_1 = R_{max}$ et $r_{ND} = R_c$. La grille des paramètres d'impact est alors construite, en prenant ces derniers tangents aux sphères concentriques. Cette grille est elle-même complétée par NC rayons d'impact interceptant le coeur ; le rayon d'impact central est inclus dans cette dernière grille. On a donc en fait NP rayons d'impact $\{p_j\}$ ($j=1, NP$) avec $NP = ND + NC$ et $p_1 = 0 < p_2 < \dots < p_{NC} < p_{NC+1} = R_c < \dots < p_{NP}$. Sur chaque rayon d'impact p_j , les intersections avec les rayons r_d , tels que $r_d \geq p_j$, définissent une grille de points $\{z_{dj}\}$ ($d=1, D_j$) avec $z_{dj} = (r_d^2 - p_j^2)^{1/2}$. Ici, $D_j = ND + NC + 1 - j$ pour $j > NC$ ou $D_j = ND$ pour $j \leq NC$. Pour finir, on introduit une grille de fréquences $\{\nu_k\}$ ($k=1, NF$) ordonnée dans le sens décroissant ($\nu_1 > \nu_2 > \dots > \nu_{NF}$).

Le principe de ces découpages est illustré en figure (2.2).

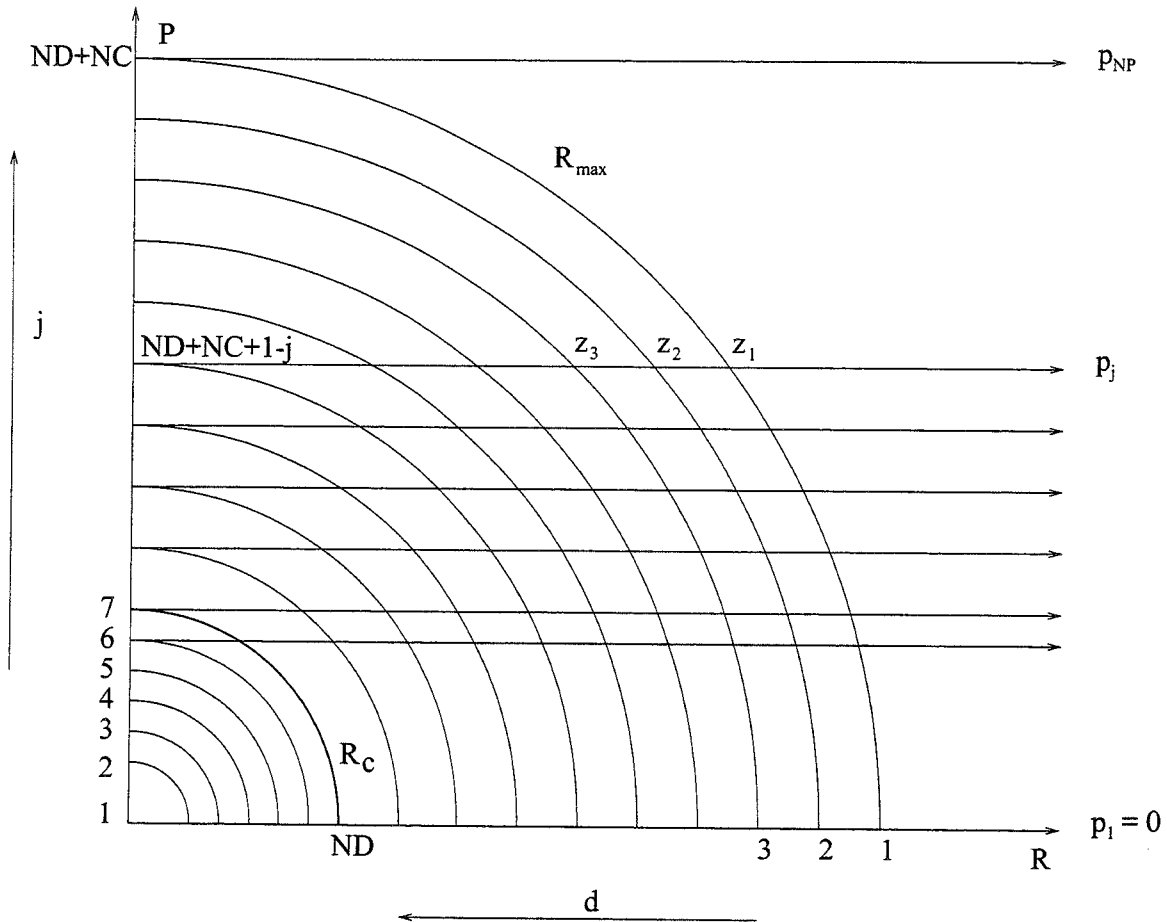


Figure 2.2: Découpage de l'enveloppe utilisé pour *discrétiser* les équations du transfert radiatif

Toutes les équations présentées ci-dessus sont alors discrétisées et résolues sur la grille p_j . Si on se fixe une valeur r_d , la connaissance de $I_\nu(z_{dj}, p_j)$ ($j=1, J_d$), où $J_d = NP + 1 - d$, est alors analogue à celle de la dépendance angulaire de $I_\nu(r_d, \mu)$ sur la grille $\{\mu_{dj}\}$ ($j=1, J_d$), couvrant l'intervalle $0 \leq \mu \leq 1$. On est alors en mesure de calculer les différents moments de l'intensité spécifique, au moyen des quadratures appropriées sur les paramètres d'impact.

La résolution des différents systèmes d'équations se fait par la méthode de Rybicki (1971), qui consiste à réorganiser les éléments de $u(\nu_k, p_j, z_{dj})$ et $v(\nu_k, p_j, z_{dj})$ en vecteurs, dont les indices sont des paires (fréquence-paramètre d'impact). Les éléments de chaque vecteur sont alors ordonnés en fonction de la profondeur ; la taille d'un vecteur dépend alors du rayon (paramètre d'impact) considéré. Dans cette méthode, on décrit donc la variation avec la profondeur du champ de rayonnement à une fréquence donnée.

2.3.2 La méthode des moments

Dans ce qui précède, nous avons supposé que la fonction source était connue, ce qui nous permettait alors de résoudre le système d'équations (2.19), qui en retour, nous fournissait la valeur de l'intensité spécifique. En principe tout au moins, car l'itération sur cette méthode, dite aussi Λ -itération, ne converge pas ou très mal. La méthode que nous présentons maintenant va nous permettre de déterminer $J_\nu(r)$ à partir des moments de l'équation (2.14). Connaissant $J_\nu(r)$, on pourra alors calculer la fonction source S_ν . En effet, la fonction source d'une raie dans un atome à plusieurs niveaux peut toujours s'écrire sous la forme (voir appendice A) :

$$S_L(r) = [1 - \epsilon_\nu(r)]\bar{J}(r) + \eta_\nu(r) \quad (2.26)$$

avec

$$\bar{J}(r) = \int_{-\infty}^{+\infty} \phi_\nu(r) J_\nu d\nu \quad (2.27)$$

où $\phi_\nu(r)$ est le profil intrinsèque de la raie. Pour écrire l'équation (2.27), nous avons fait l'hypothèse de redistribution complète, qui suppose qu'il n'y a pas de corrélation entre la fréquence d'un photon émis et celle d'un photon absorbé. Dans le cas où cette hypothèse ne serait pas valable, on remplace $\phi_\nu(r)$ dans (2.27) par la fonction de redistribution partielle $R(\nu, \nu', r)$, où ν et ν' sont respectivement la fréquence du photon incident et celle du photon diffusé.

La relation (2.26) est très semblable à celle valable pour un atome à deux niveaux, mais les termes $\epsilon_\nu(r)$ (terme source) et $\eta_\nu(r)$ (terme de destruction ou puits) ont un sens plus général (voir appendice A). Par ailleurs, la fonction source totale s'écrit :

$$S_\nu(r) = \frac{\eta_\nu(r)}{\chi_\nu(r)} = \frac{\eta_L(r)\phi_\nu(r) + \eta_c(r) + \sigma_e n_e J_c(r)}{\chi_L(r)\phi_\nu(r) + \chi_c(r) + \sigma_e n_e} \quad (2.28)$$

$$= \frac{S_L(r)\phi_\nu(r) + \psi}{\phi_\nu(r) + \omega} \quad (2.29)$$

où nous avons posé :

$$S_L(r) = \eta_L(r)/\chi_L(r) \quad (2.30)$$

$$\psi \equiv [\eta_c(r) + \sigma_e n_e J_c(r)]/\chi_L(r) \quad (2.31)$$

$$\omega \equiv [\chi_c(r) + \sigma_e n_e]/\chi_L(r) \quad (2.32)$$

les indices L et c faisant référence aux quantités relatives, respectivement, de la raie et du continu. En reportant (2.26) dans l'expression (2.29), nous obtenons alors :

$$S_\nu(r) = \frac{[1 - \epsilon_\nu(r)]\bar{J}(r)\phi_\nu(r) + \eta_\nu(r)\phi_\nu(r) + \psi}{\phi_\nu(r) + \omega} \quad (2.33)$$

$$= \left(\frac{1 - \epsilon_\nu(r)}{\phi_\nu(r) + \omega} \right) \phi_\nu(r) \int_{-\infty}^{+\infty} \phi_\nu(r) J_\nu d\nu + \frac{\eta_\nu(r)\phi_\nu(r) + \psi}{\phi_\nu(r) + \omega} \quad (2.34)$$

que l'on peut finalement écrire sous la forme générale :

$$S_\nu(r) = \zeta(\nu, r)\bar{J}(r) + \Theta(\nu, r) \quad (2.35)$$

$$\text{en posant } \zeta(\nu, r) = \left(\frac{1 - \epsilon_\nu(r)}{\phi_\nu(r) + \omega} \right) \phi_\nu(r)$$

$$\text{et } \Theta(\nu, r) = \frac{\eta_\nu(r)\phi_\nu(r) + \psi}{\phi_\nu(r) + \omega}$$

Puisqu'il est désormais clair que connaître $J_\nu(r)$ c'est pouvoir calculer $S_\nu(r)$, examinons maintenant la méthode des moments, qui va nous fournir $J_\nu(r)$. Les deux premiers moments (ordre 0 et ordre 1) de l'équation de transfert (2.14) s'écrivent :

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial(r^2 H_\nu)}{\partial r} - \alpha \left[\frac{\partial(1 - f_\nu)J_\nu}{\partial \nu} + \beta \frac{\partial(f_\nu J_\nu)}{\partial \nu} \right] = \eta_\nu - \chi_\nu J_\nu \quad (2.36)$$

$$\frac{\partial(f_\nu J_\nu)}{\partial r} + \frac{(3f_\nu - 1)}{r} J_\nu - \alpha \left[\frac{\partial(1 - g_\nu)H_\nu}{\partial \nu} + \beta \frac{\partial(g_\nu H_\nu)}{\partial \nu} \right] = -\chi_\nu H_\nu \quad (2.37)$$

les moments de l'intensité spécifique I_ν étant définis par :

$$[J_\nu, H_\nu, K_\nu, N_\nu] = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 I_\nu(\mu, r) [1, \mu, \mu^2, \mu^3] d\mu \quad (2.38)$$

Les facteurs d'Eddington f_ν et g_ν sont, eux, définis par :

$$K_\nu = f_\nu J_\nu \text{ et } N_\nu = g_\nu H_\nu \quad (2.39)$$

et seront supposés connus lors de la résolution des équations ci-dessus.

Si l'on introduit à présent le facteur de sphéricité q_ν (Auer 1971) tel que :

$$\ln(r^2 q_\nu) = \int_{R_*}^r \frac{(3 - 1/f_\nu)}{r} dr + \ln R_*^2 \quad (2.40)$$

et que nous posons : $dX_\nu = -\chi_\nu q_\nu dr$ et $\gamma_\nu = \alpha/\chi_\nu$, nous obtenons alors :

$$q_\nu \frac{\partial(r^2 H_\nu)}{\partial X_\nu} + \gamma_\nu \left[\frac{\partial(1 - f_\nu)r^2 J_\nu}{\partial \nu} + \beta \frac{\partial(f_\nu r^2 J_\nu)}{\partial \nu} \right] = r^2 (J_\nu - S_\nu) \quad (2.41)$$

et

$$\frac{f_\nu q_\nu r^2 J_\nu}{\partial X_\nu} + \gamma_\nu \left[\frac{\partial(1 - g_\nu)r^2 H_\nu}{\partial \nu} + \beta \frac{\partial(g_\nu r^2 H_\nu)}{\partial \nu} \right] = r^2 H_\nu \quad (2.42)$$

Si, comme nous l'avons supposé plus haut, f_ν et g_ν sont connus, on se retrouve donc avec un système de deux équations à deux inconnues, une fois l'équation (2.35) reportée dans (2.41). Pour résoudre ce système, nous devons au préalable nous donner deux conditions aux limites spatiales et une condition initiale sur les fréquences.

La première condition aux limites concerne le fond de l'atmosphère, où l'on supposera que l'approximation de diffusion (2.24) s'applique, ce qui nous donnera $H_\nu = 1/3 \chi_\nu |\partial B_\nu / \partial r|$. La seconde s'applique à la surface ($r=R_{max}$), où l'on se donne deux facteurs d'Eddington limites, définis relativement au rayonnement sortant (puisque $I_\nu(\mu) = 0$, $\mu \leq 0$), i.e. $h_\nu = H_\nu(R_{max})/J_\nu(R_{max})$ et $n_\nu = N_\nu(R_{max})/J_\nu(R_{max})$.

La condition initiale sur les fréquences est identique à celle utilisée dans la première méthode : $\partial I_\nu / \partial \nu = 0$ sur le bord bleu de la raie.

Les équations ci-dessus sont discrétisées sur la même grille que celle de la méthode formelle, et sont résolues par la méthode de Feautrier (1964). Celle-ci consiste à regrouper les éléments de $u(\nu_k, p_j, z_{dj})$ et $v(\nu_k, p_j, z_{dj})$ par blocs (fréquence-paramètre d'impact) à chaque profondeur. Cela revient donc, en fait, à rassembler toutes les informations sur les fréquences à une profondeur donnée et à résoudre les équations, une couche après l'autre. On décrit ainsi les variations selon les fréquences du champ de rayonnement à une profondeur donnée.

Le calcul du champ de rayonnement dans le référentiel du fluide se déroule finalement selon la procédure suivante :

- Introduction d'une fonction source initiale. En pratique, elle est calculée à partir de l'estimation à l'ETL des populations des niveaux atomiques de l'espèce étudiée ou en choisissant $S_\nu = B_\nu$.
- Avec la méthode formelle, on calcule $J_\nu, H_\nu, K_\nu, N_\nu$ et on détermine f_ν et g_ν en tout point de l'enveloppe. On calcule également h_ν et n_ν (voir au-dessus).
- Avec la deuxième méthode, on calcule la fonction source totale S_ν , connaissant les facteurs d'Eddington f_ν, g_ν, h_ν et n_ν .
- Retour à la première méthode pour recalculer $J_\nu, H_\nu, K_\nu, N_\nu$ et itération.

Les facteurs d'Eddington décrivent seulement la dépendance angulaire du champ de rayonnement, le calcul en est donc relativement rapide. Il peut être réalisé simultanément à celui des équations d'équilibre statistique. Notons également que contrairement à f_ν , qui varie typiquement entre 1/3 et 1, on peut avoir des problèmes lors de l'évaluation de g_ν . En effet, dans le cas d'une atmosphère réelle, la variable $H_\nu(r)$,

analogue à un flux, peut être égale à zéro et, dans ce cas, g_ν n'est plus défini. C'est ce qui justifie l'introduction du facteur d'Eddington n_ν comme l'une des conditions aux limites.

2.3.3 Calcul dans le référentiel de l'observateur

A l'issue des calculs dans le référentiel co-mobile, nous disposons de la fonction source totale ou, de manière équivalente, des populations NLTE de l'atome/ion étudié. Ces calculs nous ont fourni également le flux dans le continu, qui n'est pas affecté par les effets dus à l'expansion de l'enveloppe.

Nous devons donc à présent, calculer le flux émergent de l'enveloppe dans le référentiel de l'observateur pour pouvoir le comparer aux observations. A priori, la méthode la plus directe consiste à calculer l'intensité spécifique émergente pour chaque couple (ν, μ) $I(\nu, \mu, R_{max})$ dans le référentiel du fluide, puis à effectuer une transformation de Lorentz entre ce référentiel et celui de l'observateur. Une telle procédure se heurte néanmoins à plusieurs obstacles :

- La connaissance du profil intrinsèque de la raie dans le référentiel co-mobile impose un échantillonnage en fréquences, lequel est utilisé pour calculer $I(\nu, \mu, R_{max})$. Si on effectue une transformation de Lorentz, on obtient alors $I_{obs}(\nu_{obs}, \mu_{obs}, R_{max})$, mais le nombre NF de fréquences utilisées dans le référentiel du fluide est alors trop petit pour échantillonner correctement le profil de la raie dans le référentiel de l'observateur. Qui plus est, il n'est pas possible non plus de choisir les positions de ces fréquences dans le profil, ce qui conduit généralement à une mauvaise représentation de la raie.
- Une transformation de Lorentz conduit à un échantillon de fréquences ν_{obs} différent pour chacun des μ_{obs} , ce qui se traduit par une imprécision importante lors du calcul de $H_{\nu_{obs}} = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} I(\nu_{obs}, \mu_{obs}, R_{max}) \mu_{obs} d\mu_{obs}$.

Il faut donc entreprendre de résoudre à nouveau l'équation de transfert radiatif, mais cette fois dans le référentiel de l'observateur, avec la fonction source telle qu'elle a été déterminée grâce aux deux méthodes que nous venons de présenter. C'est ce dernier point qui rend la résolution de l'équation de transfert relativement aisée, car il en supprime le caractère intégral-différentiel. En effet, le long de l'abscisse z d'un paramètre d'impact donné p , l'équation de transfert pour la fréquence ν_{obs} s'écrit alors :

$$\frac{\partial I(z)}{\partial z} = \eta(r) - \chi(r)I(z) \quad (2.43)$$

(nous considérons que ν_{obs} et p sont fixés, c'est pourquoi nous les avons supprimés de cette équation).

On peut réécrire l'équation (2.43) en termes de variables de Feautrier définies dans le système (2.18) :

$$\frac{\partial^2 u(z)}{\partial \tau^2(z)} = u(z) - S(z) \quad (2.44)$$

telles zones doivent alors être affinées, pour permettre une évaluation précise du profil de la raie dans le référentiel de l'observateur. Chacun des rayons d'impact est alors redécoupé une fois pour toutes, pour l'ensemble du jeu des fréquences considérées, afin de maintenir les variations de l'argument du profil dans des limites compatibles avec la précision recherchée.

2.3.4 Équilibre statistique dans le cadre de l'approche ETLA

La méthode dite ETLA, pour *Equivalent Two Level Atom*, s'attache à résoudre le problème de la formation des raies d'un atome à plusieurs niveaux. Le principe de cette méthode consiste, essentiellement, en une extension de celle bien connue de l'atome à deux niveaux. Pour chacune des transitions $l \rightarrow u$, on réordonne les équations d'équilibre statistique pour les niveaux l et u , de manière à obtenir une expression analytique de la fonction source $S_{lu}(\nu)$, qui fait apparaître de manière explicite le terme de diffusion de la transition $l \rightarrow u$. Tous les autres taux de transition étant à ce stade considérés comme connus et fixés, cela revient à isoler chaque raie de son contexte multi-niveaux. On résout alors l'équation de transfert radiatif avec ce terme de diffusion pour chaque transition, l'une après l'autre. Le champ de rayonnement ainsi obtenu est utilisé pour réactualiser les taux radiatifs et donc les populations des différents niveaux, à travers une procédure itérative.

Pour les besoins de notre étude, nous avons considéré chaque espèce atomique dans une séquence de niveaux d'ionisation. Plus exactement, nous prendrons en compte trois niveaux d'ionisation successifs. Pour le premier membre de cette séquence, que nous appelons « ion 1 », les L niveaux le constituant seront désignés à l'aide de lettres romaines : $a(=1)$, $b, \dots, i, \dots, z(=L)$.

Nous noterons alors les Λ niveaux de l'« ion 2 » à l'aide de lettres grecques :

$\alpha(=L+1)$, $\beta, \dots, \lambda, \dots, \omega(=L+\Lambda)$.

L'« ion 3 » est, quant à lui, composé d'un seul niveau k .

La nature précise des équations d'équilibre statistique dépend beaucoup des processus couplant les niveaux de l'ion 1 à ceux de l'ion 2. En particulier, l'ion 2 peut être vide ($\Lambda = 0$); c'est le cas notamment pour l'hydrogène ou pour l'hélium II dans les étoiles O ($He^+ \leftrightarrow He^{++}$), l'hélium neutre étant complètement dépeuplé aux températures concernées. De même, l'ion 2 peut n'avoir qu'un seul niveau ($\Lambda = 1$), quand par exemple le premier niveau excité de cet ion est très au-dessus de son niveau fondamental, mais que l'équilibre d'ionisation ne se limite pas à deux ions. C'est par exemple le cas du Mg II dont l'ionisation peut aboutir soit sur le premier niveau de Mg III soit sur celui de Mg IV. Pour ces deux types de processus, l'ionisation depuis l'ion 1 aboutit sur un seul niveau, que ce soit le niveau α de l'ion 2 ou le niveau k de l'ion 3. On fera référence à ces équations comme étant de « type 2 ».

Si l'ion 2 a plusieurs niveaux, plusieurs cas sont possibles :

- Toutes les ionisations depuis l'ion 1 terminent sur le niveau fondamental de l'ion 2. C'est le cas par exemple pour $He I \leftrightarrow He II \leftrightarrow He III$. Ici, les équations

sont également de type 2.

- Les ionisations de chaque niveau de l'ion 1 terminent sur un seul niveau de l'ion 2, autre que le fondamental. Par exemple C III $2s^2\ ^1S \leftrightarrow$ C IV $2s\ ^2S$ tandis que C III $2p^2\ (^1S, ^1D, ^3P) \leftrightarrow$ C IV $2p\ ^2P^0$. Dans ce cas, on parlera d'équations de type 1.
- Les ionisations depuis un niveau de l'ion 1 terminent sur différents niveaux de l'ion 2. C'est le cas par exemple pour N III $2s2p^2\ (^2S, ^2P, ^2D) \leftrightarrow$ N IV $2s2p\ (^1P^0$ ou $^3P^0)$. On parle alors d'équations de type 0.

Pour une transition $l \rightarrow u$, nous utiliserons les notations suivantes :

- Pour les taux de transition radiative : R_{lu}
- Pour les taux de transition de collision : C_{lu}
- La somme de ces taux : $P_{lu} = R_{lu} + C_{lu}$

Pour un niveau l de l'ion 1 ($1 \leq l \leq L$), les équations d'équilibre statistique s'écrivent dans le cas le plus général (type 0) :

$$n_l \left(\sum_{i < l} P_{li} + \sum_{l < i \leq L} P_{li} + \sum_{\alpha'=\alpha}^{\omega} P_{l\alpha'} \right) - \sum_{i < l} n_i P_{il} - \sum_{l < i \leq L} n_i P_{il} - \sum_{\alpha'=\alpha}^{\omega} n_{\alpha'} P_{\alpha'l} = 0 \quad (2.46)$$

Pour un niveau λ ($\alpha \leq \lambda < \omega$), la forme la plus générale de ces équations est :

$$n_{\lambda} \left(\sum_{l=1}^L P_{\lambda l} + \sum_{\alpha \leq \lambda' < \lambda} P_{\lambda \lambda'} + \sum_{\lambda < \lambda' \leq \omega} P_{\lambda \lambda'} + P_{\lambda k} \right) = \sum_{l=1}^L n_l P_{l\lambda} - \sum_{\alpha \leq \lambda' < \lambda} n_{\lambda'} P_{\lambda' \lambda} - \sum_{\lambda < \lambda'} n_{\lambda'} P_{\lambda' \lambda} + n_k P_{k\lambda} \quad (2.47)$$

L'équation pour le dernier niveau de l'ion 2 ($\lambda = \omega$) n'est pas écrite sous cette forme, mais de manière à représenter l'équilibre d'ionisation entre l'ion 2 et l'ion 3 :

$$\sum_{\alpha'=\alpha}^{\omega} n_{\alpha'} P_{\alpha' k} - n_k \sum_{\alpha'=\alpha}^{\omega} P_{k\alpha'} = 0 \quad (2.48)$$

On ferme le système d'équations d'équilibre statistique en écrivant la conservation du nombre de particules :

$$\sum_{l=1}^L n_l + \sum_{\alpha'=\alpha}^{\omega} n_{\alpha'} + n_k = n_{atome} \quad (2.49)$$

Ici n_{atome} représente le nombre total d'atomes de l'espèce étudiée pour tous les états possibles (dans le cadre de notre modèle atomique). Il est déterminé par l'abondance de cette espèce par rapport à l'hydrogène, et par la densité de l'hydrogène telle qu'elle est donnée par le modèle de vent utilisé.

2.3.5 Cycle itératif avec ETLA

La résolution de l'équation de transfert radiatif se fait dans le référentiel co-mobile, grâce aux méthodes présentées plus haut. Nous allons maintenant décrire plus en détail le fonctionnement du code que nous utilisons et les hypothèses « *techniques* » qui sont faites.

Pour démarrer les calculs, un certain nombre de grandeurs doivent être disponibles au préalable. Tout d'abord, les données relatives au vent dans lequel les raies se forment. Le modèle de vent que nous utilisons nous fournit des quantités, telles que les lois de température et de vitesse dans le vent, la densité totale de particules et une estimation ETL des populations de quelques niveaux de l'hydrogène, de l'ion H^+ et des trois états d'ionisation de l'hélium. La densité électronique est également calculée. Il faut aussi disposer de données relatives à l'espèce atomique considérée. On construit donc un modèle d'atome qui permet de calculer les équations d'équilibre statistique entre trois niveaux d'ionisation successifs. Une estimation des populations des différents niveaux de ces trois ions est alors établie, généralement en se plaçant à l'ETL. On calcule également des grandeurs telles que les diverses sections efficaces intervenant dans les processus d'interaction atome/photon et atome/électron.

Des espèces atomiques d'arrière-plan sont introduites (ainsi que leurs sections efficaces de photo-ionisation) et constituent autant de sources et de puits pour le champ de rayonnement. Ces espèces (He, He^+ , C, N, O, Ne, Si) ainsi que leurs ions sont fixés à l'ETL. Notre approche permet également de considérer les cas où l'atome étudié fait partie des espèces d'arrière-plan.

Les transitions sont rangées en deux catégories : (a) les transitions *explicites* pour lesquelles le champ de rayonnement n'est pas connu et doit être calculé de manière auto-cohérente ; (b) les transitions *implicites* pour lesquelles les taux radiatifs sont fixés une fois pour toutes, le champ de rayonnement étant calculé à partir des sources d'arrière-plan et des estimations courantes des populations des niveaux de l'atome. Dans l'approche ETLA, toutes les raies sont traitées comme *explicites*, alors que seuls les continus les plus forts le sont.

Grâce aux populations des niveaux de ces espèces d'arrière-plan, on peut calculer un champ de rayonnement initial, qui est alors utilisé pour estimer : (a) tous les taux *fixes* (photo-ionisation et recombinaison) dans les continus les plus faibles, qui sont alors déterminés par les sources d'arrière-plan seulement ; (b) les taux de photo-ionisation et de recombinaison pour les continus traités explicitement (ces taux seront recalculés plus tard). Tous les taux *fixes* (ceux dus aux collisions et aux continus les plus faibles) sont alors assemblés dans des matrices spécifiques, stockées séparément. Les taux radiatifs, variables pour les raies et les continus explicites, sont ajoutés à ces matrices de taux fixes au fur et à mesure qu'ils sont calculés ; les équations d'équilibre statistique complètes sont ainsi construites pour chaque cycle itératif.

Grâce à cette estimation initiale des taux fixes dans les continus, les équations d'équilibre statistique sont résolues avec les raies en balance détaillée (i.e. avec les taux radiatifs des raies fixés à zéro). On obtient alors des populations qui reflètent les

écarts à l'ETL dans les transitions les plus transparentes et donc aux plus grandes profondeurs. Incidemment, cela fournit aussi le comportement asymptotique à grande profondeur et une première estimation de la solution de départ à la surface. Les termes sources-puits des fonctions sources dans les continus sont évalués avec les valeurs courantes des taux et des nombres d'occupation. L'équation de transfert est résolue pour chaque continu, l'un après l'autre, la fonction source ayant une expression du type (A.23). Une fois ce calcul terminé pour tous les continus, le champ de rayonnement est utilisé pour évaluer les taux de photo-ionisation et de recombinaison pour les continus explicites, puis recalculé. Les populations des niveaux sont actualisées en résolvant les équations d'équilibre statistique.

La solution pour le continu seul est utilisée pour évaluer les termes sources-puits des fonctions sources dans les raies et l'équation de transfert est résolue pour chacune des raies. Une fois cette étape terminée, les taux sont injectés dans les équations d'équilibre statistique, qui sont alors résolues pour obtenir de nouvelles populations.

Le cycle est repris en retournant aux résolutions pour le continu, mais cette fois avec des taux dans les raies non nuls. Tous les taux pour les continus sont réévalués ainsi que les nouvelles populations. Le transfert dans les raies est repris et, en utilisant les taux qui en résultent, les populations sont actualisées. Le processus est poursuivi jusqu'à la convergence.

Schématiquement parlant, tout cela peut se résumer dans l'organigramme présenté en figure (2.4).

Un défaut important de l'approche ETLA est qu'elle ne traite qu'une raie à la fois, et donc elle ne convient pas dans les situations où de nombreuses raies se recouvrent. Toutefois, la situation est modifiée en présence d'un champ de vitesse, et ce à l'avantage d'ETLA. Dans ce cas en effet, l'apport de photons du continu dans la raie (via son aile aux grandes fréquences) et la fuite de photons de la raie vers le continu (via son aile aux basses fréquences), dus au décalage Doppler, constituent des termes sources-puits importants. Ces transferts de photons dominent tous les autres taux ; c'est là justement la base de l'approximation de Sobolev. Le couplage entre raies est alors très fortement atténué et une résolution directe avec ETLA, dans le référentiel co-mobile, fournit une très bonne estimation des fonctions sources dans les raies.

2.4 Application aux étoiles de Herbig

Le code ETLA que nous utilisons a été à l'origine développé par Mihalas et Kunasz (1978). Par la suite, Catala et Kunasz (1987) ont amélioré la partie relative à la résolution de l'équation de transfert dans le référentiel de l'observateur. De par sa conception, ce code ne nécessite pas d'adaptation particulière pour mener à bien nos objectifs de modélisation des vents des étoiles Ae/Be de Herbig, si ce n'est en ce qui concerne les espèces atomiques dont on souhaite étudier les raies spectrales.

Comme nous venons le voir au paragraphe (2.3.5), les calculs avec le code ETLA nécessitent tout d'abord de construire un modèle pour le vent des étoiles à étudier,

ainsi qu'un modèle de l'atome dont nous souhaitons étudier les raies spectrales. On peut donc considérer que le code se compose de deux modules opératoires distincts, l'un traitant de l'équation de transfert à proprement parler, l'autre des équations d'équilibre statistique. Notre contribution au développement de ETLA concerne principalement ce second module. Dans le cadre de cette thèse, nous nous sommes en effet intéressés aux raies des atomes/ions suivants : Hydrogène, Hélium, Magnésium II, Carbone IV, Azote V.

En ce qui concerne le modèle de vent que nous avons utilisé (voir paragraphe 2.1), la seule contrainte qui nous était imposée par ETLA était de ne considérer que des champs de vitesse monotone (contrainte due au traitement de l'équation de transfert dans le référentiel du fluide).

Pour chacun de ces atomes, nous avons introduit dans ETLA des sous-programmes relatifs aux calculs des taux de transition (ionisations/recombinaisons radiatives ou collisionnelles, excitations/des-excitations radiatives ou collisionnelles). Cela a notamment impliqué une recherche aussi exhaustive que possible de données de physique atomique des espèces étudiées. Les taux de transition sont évalués soit à partir de relations théoriques soit à partir d'interpolations et ajustements basés sur des données expérimentales.

Le profil intrinsèque des raies modélisées est également choisi par l'utilisateur. Selon le degré de précision recherché, on peut utiliser soit un simple profil gaussien (seul choix possible dans la version originale du code) soit des profils plus sophistiqués comme les profils Voigt, avec ou sans ailes Stark (options que nous avons dû implanter dans le code). Dans l'état actuel des choses, les différentes contributions à l'élargissement d'une raie sont soit évaluées par des relations analytiques classiques (par exemple pour la constante d'amortissement naturel $a = 2.47342 \times 10^{-22} \nu^2 / 4\pi \Delta\nu_D$, où ν est une fréquence dans la raie et $\Delta\nu_D$ est l'élargissement Doppler), soit entrées au cas par cas. Le programme de calcul des ailes Stark, introduit pour étudier les raies de Balmer de l'hydrogène, provient du code TLUSTY (Hubeny 1988).

En ce qui concerne le module transfert radiatif à proprement parler, nous avons aussi introduit, dans la partie traitant l'équation de transfert dans le référentiel de l'observateur, une nouvelle méthode d'intégration de l'équation de transfert, qui a permis de simuler la présence de chocs sur certains paramètres d'impact (voir chapitre 4).

Finalement, nous avons ajouté un sous-programme qui permet de calculer les pertes radiatives dans le vent, une fois résolue l'équation de transfert. Ce calcul nécessite en effet la connaissance de la fonction source ainsi que de l'intensité moyenne du rayonnement et de l'opacité, dans les diverses transitions (raies ou continus) impliquées (voir chapitre 3).

ORGANIGRAMME DU CODE ETLA

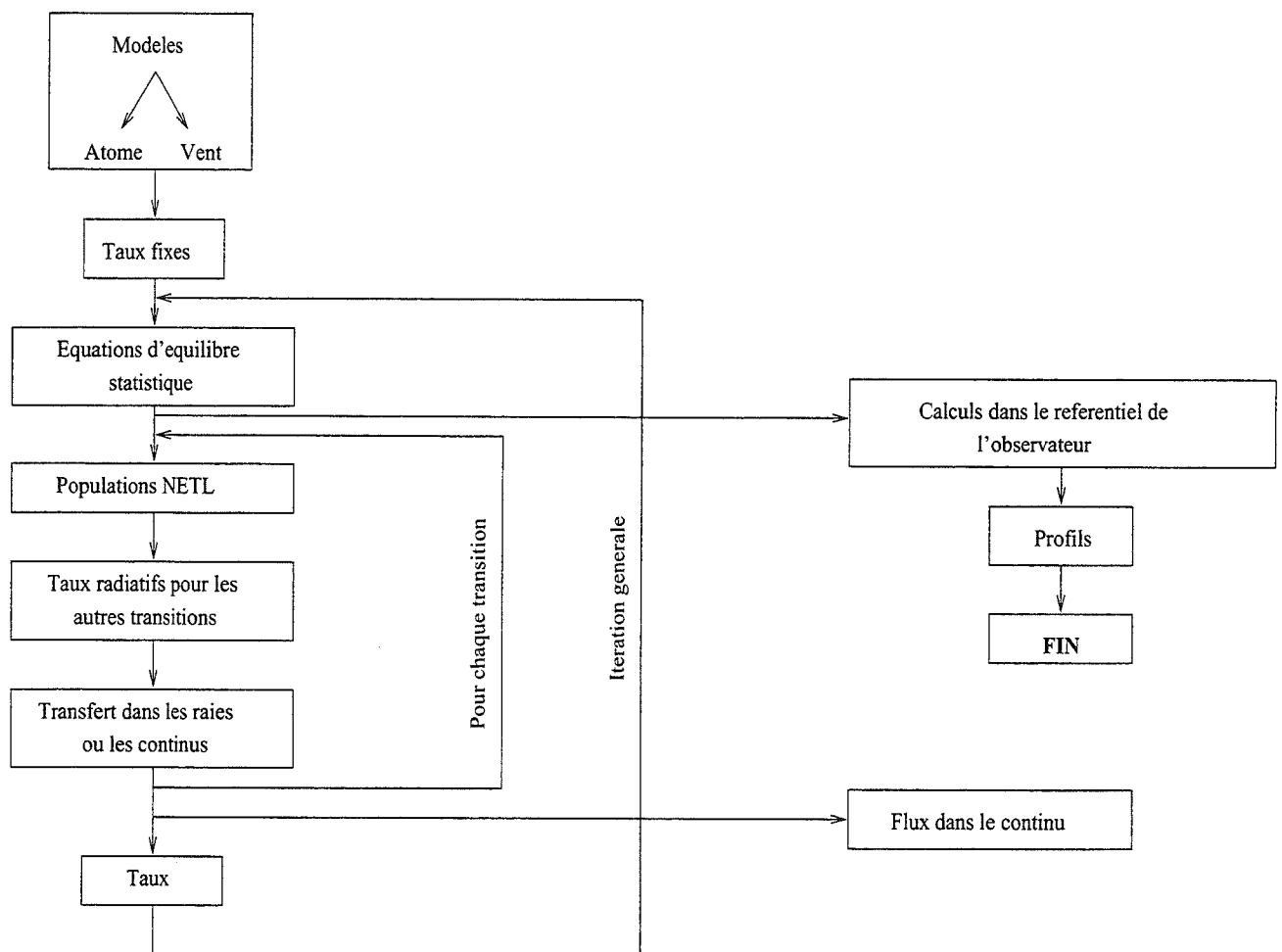


Figure 2.4: Schéma de principe du code numérique ETLA

Chapitre 3

Structure générale des vents des étoiles Ae/Be de Herbig

Comme nous l'avons dit au premier chapitre, les étoiles Ae/Be de Herbig se répartissent en trois grandes catégories, selon la forme du profil de leur raie $H\alpha$. La classe des étoiles Ae/Be de Herbig à profil PCygni, sur laquelle nous nous sommes concentrés, contient environ 20% des HAEBS connues (Finkenzeller & Mundt 1984).

Les étoiles de cette classe possèdent assurément un vent stellaire important. En outre, elles montrent de remarquables similarités dans les profils de la plupart de leurs raies, comme les raies de résonance de C IV, de Si IV, de Mg II h et k, la raie Ca II K, le triplet IR de Ca II et les raies He I D3 et Na I D (Catala et al. 1986, Catala et al. 1989). Puisque ces diverses raies se forment dans différentes régions du vent, depuis la base du vent pour la raie Ca II K jusqu'à des régions très éloignées pour les raies Na I D, cela suggère que des similarités importantes existent dans la structure du vent de ces étoiles. C'est pourquoi la plupart des travaux de modélisation, entrepris jusqu'à présent, ont été consacrés à AB Aur, qui est l'étoile Ae de Herbig la plus brillante de l'hémisphère nord avec une magnitude visuelle de 7.2 et qui est considérée comme le sujet prototype de la classe PCygni. Ces travaux ont débouché sur un modèle semi-empirique du vent de cette étoile, avec un taux de perte de masse de $1. - 1.8 \times 10^{-8} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$ et une vitesse terminale de $300 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ (Catala et al. 1984, Catala & Kunasz 1987, Catala 1988). Pour expliquer la présence des raies de résonance de Mg II et de C IV, il a été nécessaire d'introduire une zone chauffée au-dessus de la photosphère; nous avons défini au premier chapitre une telle zone comme étant une *chromosphère*. La température maximale atteinte dans la chromosphère d'AB Aur est d'environ 17 000 K.

Dans ce modèle, les contraintes sur le taux de perte de masse proviennent essentiellement des raies de Balmer et du continu de l'hydrogène. La valeur déduite de ces études a été confirmée par Güdel et al. (1989), qui ont observé le continu radio d'AB Aur à 3.6 cm et à 6 cm, avec le VLA (Very Large Array). Ce continu radio est compatible avec une émission free-free thermique pour un taux de perte de masse

$\dot{M} = 1.5 \times 10^{-8} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$ (voir appendice B). A la suite de ces observations, une campagne systématique d'observations des HAEBS par le VLA (Skinner et al. 1993) a abouti à la détection de la quasi-totalité des étoiles de la classe PCygni. Les taux de perte de masse typiques qui ont été obtenus vont de $10^{-8} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$ à $10^{-7} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$. La mesure obtenue pour AB Aur fut de $\dot{M} = 1.1 \times 10^{-8} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$, ce qui correspond exactement à la valeur déduite par Catala & Kunasz (1987), pour leur meilleur modèle.

D'autres méthodes, comme la modélisation de la discontinuité de Balmer (ci-après D_B , Garrison 1978), la modélisation des raies IR de l'hydrogène (Nisini et al. 1995) ou l'observation de la molécule CO (Cantó et al. 1981, 1984; Levreault 1988), ont également été employées pour déterminer les taux de perte de masse. En dépit de ces travaux, l'incertitude sur \dot{M} reste actuellement assez importante, comme le montre le tableau (3.1) dans lequel nous rassemblons les valeurs obtenues par ces différents auteurs (plus Skinner et al. 1993). Les étoiles concernées sont membres de la classe PCygni.

Table 3.1: Taux de perte de masse pour les étoiles de Herbig de la classe PCygni

Etoiles	$\dot{M} (M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1})$			
	D_B	Radio	IR	CO
AB Aur	$(1.2-5.4) \times 10^{-8}$	1.1×10^{-8}	$3.3 \pm 0.1 \times 10^{-8}$...
BD+46°3471	$(0.3-1.4) \times 10^{-7}$	$\leq 6.5 \times 10^{-8}$	$9.6 \pm 1.3 \times 10^{-8}$	3.2×10^{-7}
HD250550	$(0.7-3.4) \times 10^{-7}$	$\leq 5.1 \times 10^{-8}$
BD+61°154	$(1.5-6.8) \times 10^{-7}$	$\leq 5.9 \times 10^{-8}$	$1.7 \pm 0.2 \times 10^{-7}$	
HD97048	...	$\leq 2.0 \times 10^{-8}$
HD150193	...	1.7×10^{-8}
HD163296	...	$\leq 9.1 \times 10^{-9}$
Z CMa	...	4.6×10^{-6}
MWC 1080	...	1.1×10^{-6}	$3.1 \pm 0.6 \times 10^{-6}$	$3.1 \times 10^{-6} - 2.6 \times 10^{-4}$

Dans ce contexte, le modèle de Catala & Kunasz (1987) semble être un des seuls à même d'apporter des valeurs précises, en accord avec les observations. Sa généralisation à d'autres étoiles de la classe PCygni constitue une étape importante dans l'étude des vents et de la perte de masse dans les HAEBS. Cela permettra, entre autres, de vérifier de manière quantitative que la présence de chromosphères de température modérée est un phénomène courant dans ces étoiles. Les informations sur la taille et la température maximale de ces chromosphères seront autant de contraintes pour les études théoriques portant sur les mécanismes responsables de l'activité de ces étoiles.

Grâce au code ETLA, il est possible avec ce modèle de calculer les pertes radiatives dans la chromosphère, ce qui donne une estimation directe de la quantité

d'énergie non radiative déposée dans le vent, au-dessus de la photosphère. Ce calcul n'avait jusqu'à ce jour été effectué que pour AB Aur (Catala 1989). Dans l'hypothèse où les similitudes spectrales des étoiles de la classe PCygni témoignent d'une structure sous-jacente commune, il est important de calculer les pertes radiatives pour certaines de ces étoiles. Tout modèle proposé pour expliquer les origines de l'activité et du vent de ces étoiles devra être capable de rendre compte des pertes radiatives estimées à partir des raies « actives ».

3.1 Caractéristiques du modèle

Nous avons supposé que le modèle élaboré par Catala et al. (1984) pour le calcul des raies d'AB Aur était applicable, en l'état, à l'ensemble des étoiles de la classe PCygni. Les hypothèses générales ont déjà été données au chapitre 2.1 ; nous donnons ici la forme de la loi de température que nous avons employée. Cette loi de température permet de décrire une remontée de type chromosphérique et de faire varier la position et la taille de cette dernière, par l'intermédiaire de quatre paramètres $(T_0, T_{max}, \Delta_1, \Delta_2)$:

$$T(r) = \begin{cases} T_0 + (T_{max} - T_0) \exp \left[-4 \ln 2 \frac{(r - R_{ch})^2}{\Delta_1^2} \right] & \text{si } R_{ph} \leq r \leq R_{ch} \\ T_0 + (T_{max} - T_0) \exp \left[-4 \ln 2 \frac{(r - R_{ch})^2}{\Delta_2^2} \right] & \text{si } R_{ch} < r \end{cases} \quad (3.1)$$

Le maximum de température est atteint dans la chromosphère au point R_{ch} tel que :

$$R_{ch} = R_{ph} + \frac{\Delta_1}{2(\ln 2)^{1/2}} \left[\ln \left(\frac{T_{max} - T_0}{T_{eff} - T_0} \right) \right]^{1/2} \quad (3.2)$$

R_{ph} étant le rayon photosphérique, tandis que Δ_1 et Δ_2 contrôlent respectivement la position du maximum de température et l'étendue chromosphérique.

Hors de la région chromosphérique, la température du vent décroît jusqu'à une valeur terminale T_0 ; le vent finit donc par une région isotherme froide.

On raccorde cette loi de température au modèle de Kurucz qui décrit la photosphère, au niveau du minimum de température de ce modèle. Rappelons que la valeur de ce minimum est choisie par l'utilisateur.

Notre modèle étant semi-empirique, tous les paramètres le caractérisant ne sont pas indépendants les uns des autres. En fait, les paramètres influencent le transfert radiatif de plusieurs façons à la fois. Ainsi, la loi de vitesse $v(r)$ agit-elle directement sur le transfert puisqu'elle apparaît dans l'équation (2.14). Dans le même temps, elle détermine la loi de densité $\rho(r)$ (équation 2.2), et par conséquent la relation profondeur optique - distance radiale qui, elle, influence également le transfert. On voit bien, sur cet exemple, qu'il est impossible, avec un modèle semi-empirique, de

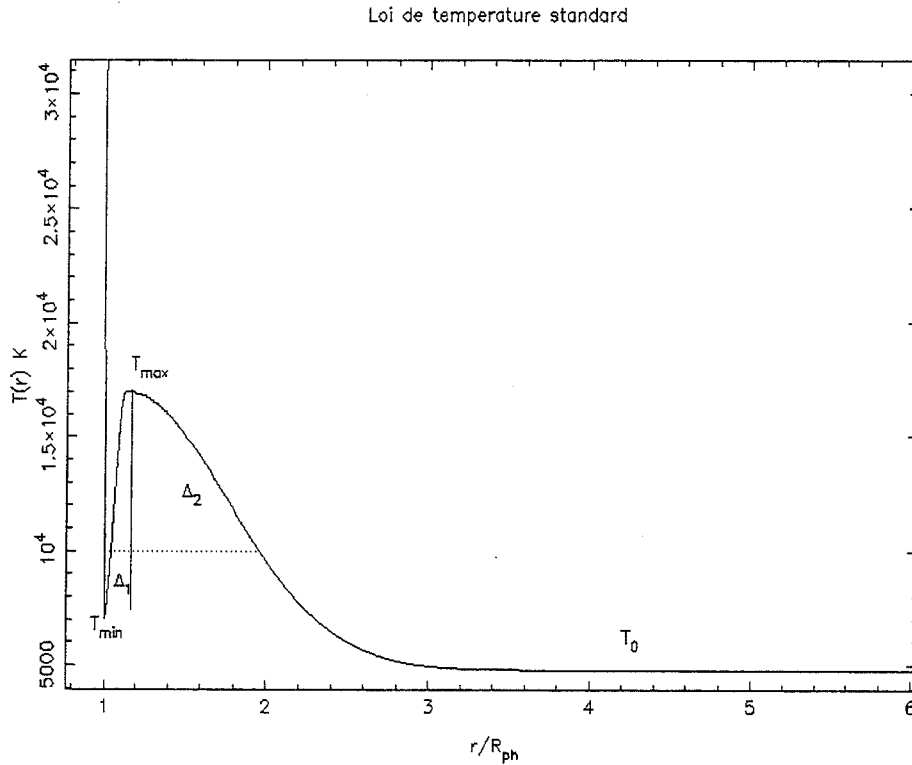


Figure 3.1: Illustration de la loi de température produite par le modèle

dissocier les effets contrairement aux modèles empiriques. Il est donc difficile d'étudier sans ambiguïté la physique du transfert qui intervient dans le problème.

Par contre, on peut avec un nombre minimum de paramètres, représenter correctement les conditions physiques régnant dans l'enveloppe, ce qui permet de contraindre avec précision ces paramètres en comparant les profils théoriques aux observations.

3.2 Méthodologie

3.2.1 Sélection des étoiles

Pour déterminer des valeurs précises pour les paramètres caractéristiques de la chromosphère, nous devons modéliser le plus grand nombre possible d'observables. Parmi les étoiles de la classe PCygni, nous avons sélectionné celles dont la valeur de la discontinuité de Balmer a été mesurée. En effet, Catala & Kunasz (1987) ont montré que, dans le cas d'AB Aur, cette grandeur était très sensible à la température et à la densité électronique à la base du vent. Utilisée avec la raie $H\alpha$ et d'autres raies, la discontinuité de Balmer permet donc de poser des contraintes strictes sur la structure du vent.

Nous n'avons trouvé que six étoiles vérifiant ces critères de sélection : AB Aur,

HD250550, BD+46°3471, BD+61°154, Z CMa et MWC 1080. Nous avons dû rejeter Z CMa et MWC 1080 qui sont toutes deux des binaires (Koresko et al. 1991, Leinert et al. 1997, Shevchenko et al. 1994), car nos modèles ne sont pas adaptés à de telles configurations. Nous avons donc finalement quatre étoiles à étudier, ce qui représente 44% des étoiles de la classe PCygni recensées par Finkenzeller & Mundt (1984).

Afin d'améliorer la précision sur les paramètres, nous avons également introduit dans notre analyse, quand des observations étaient disponibles, la modélisation des raies Mg II h & k et les raies de résonance de C IV. Ces raies UV sont sensibles à la position, la taille et la température de la chromosphère, comme l'ont démontré Catala et al. (1984) et Catala (1988) dans le cas d'AB Aur.

Table 3.2: Paramètres stellaires et discontinuités de Balmer. (1) Hillenbrand et al. 1992, (2) Garrison 1978, (3) Böhm & Catala 1993

Etoiles	Type Sp.	$\log T_{eff}$	$R_{\star} (R_{\odot})$	$\log(g)$	D_B
AB Aur	A0 (3)	4.0 (3)	2.5 (3)	4.1 (3)	$+1.4 \pm 0.05$ (2)
BD+46°3471	A0 (1)	3.99 (1)	11.3 (1)	4.5 (2)	$+1.08 \pm 0.08$ (2)
HD250550	B7 (1)	4.09 (1)	3.5 (1)	4.6 (2)	$+1.00 \pm 0.05$ (2)
BD+61°154	B8 (1)	4.05 (1)	4.8 (1)	4.2 (2)	$+0.29 \pm 0.08$ (2)

Table 3.3: Données observationnelles :(1) Profil moyen de la campagne MUSICOS 1996. (2) Spectre GHRS/HST (Bouret et al. 1997). (3) Profil obtenu avec IUE pour la campagne MUSICOS 1992. (4) Profils obtenus avec MUSICOS au TBL/Pic du Midi (Böhm & Catala 1994). (5) Profils des archives IUE. (6) Profil CFHT de Catala et al. (1986)

Etoiles	AB Aur		HD250550		BD+46°3471		BD+61°154	
	Dates	Instr.	Dates	Instr.	Dates	Instr.	Dates	Instr.
$H\alpha$	Nov.96	MUS.(1)	Oct.91	MUS(4)	Sep.83	CFHT(6)	Oct.91	MUS(4)
C IV	Fev. 96	GHRS(2)	Jan.85	IUE(5) SWP24984	—	—	—	—
Mg II	Oct.92 LWP24207	IUE(3)	Jan.84	IUE(5) LWP2663	Jan.83	IUE(5) LWP1768	—	—

3.2.2 Variabilité et modélisation

La variabilité spectroscopique des HAEBS est connue depuis longtemps (Merrill & Burwell 1933, Herbig 1960). En particulier, les raies utilisées dans cette étude présentent des variations spectaculaires sur diverses échelles de temps.

Par exemple, la composante en absorption de la raie $H\alpha$ d'AB Aur, de BD+46°3471 et de HD250550 varie sur des échelles de temps allant de quelques heures à quelques

mois (Böhm et al. 1996, Beskrovnaya et al. 1995) et quelques fois disparaît complètement pour ne laisser qu'une raie $H\alpha$ en émission simple (Shevchenko 1991, Beskrovnaya et al. 1991, 1995, Pogodin 1992, 1994.). La composante en émission est également variable sur les mêmes périodes, mais à des degrés bien moins importants (Böhm et al. 1996, Catala et al. 1998).

Ces constatations s'appliquent aussi aux raies de résonance de Mg II (profil PCygni) pour ces trois étoiles. La largeur et la profondeur de l'absorption présentent des variations importantes (jusqu'à 60%), modulées par la rotation de l'étoile dans le cas d'AB Aur (Praderie et al. 1986). Au même moment, l'intensité de la composante en émission varie tout au plus de 12%.

Les raies de résonance de C IV d'AB Aur apparaissent toujours en absorption mais on note des modifications importantes de leur profondeur et de leur largeur (Catala & Talavera 1984, Catala et al. 1986, Bouret et al. 1997).

Cette variabilité résulte très probablement de la présence de structures complexes dans le vent de ces étoiles. Ainsi, la modulation rotationnelle de la composante en absorption de Mg II (et vraisemblablement celle de C IV dans AB Aur) peut-elle être interprétée par l'existence de structures azimutales en co-rotation dans son vent. D'autres modèles, comme ceux de Pogodin (1990, 1992), supposent que le vent a une structure latitudinale variable pour expliquer, notamment, la disparition momentanée de la composante en absorption de la raie $H\alpha$. Il est en fait très probable que les vents des HAEBES ne soient ni stationnaires ni à symétrie sphérique. Ainsi notre approche, indépendante du temps et basée sur l'hypothèse de symétrie sphérique, ne peut nous fournir que des informations sur les propriétés moyennes de ces vents.

Les études antérieures ont permis de montrer que les composantes en émission des raies $H\alpha$ et Mg II étaient formées dans des régions très étendues ; elles apportent donc des informations sur la structure globale du vent. L'étendue de la région de formation explique sûrement pourquoi les composantes en émission varient peu, comparative-ment aux composantes en absorption. En effet, ces dernières se forment dans la partie du vent qui est en projection sur la surface de l'étoile par rapport à l'observateur, ne sondent donc qu'un petit volume. Ainsi, on s'attend à ce que les composantes en absorption soient particulièrement sensibles à des variations locales de la densité, de température ou de vitesse sur la ligne de visée, alors que les composantes en émission sont, elles, représentatives des conditions physiques moyennes du vent. C'est pourquoi nous n'avons pas cherché à déduire d'informations de l'étude des composantes en absorption. Nous nous sommes toutefois assurés que nos modèles permettaient bien d'obtenir les raies de C IV en absorption, sans chercher à les reproduire exactement.

3.2.3 Influence des paramètres sur la discontinuité de Balmer

Une étude complète de l'influence des paramètres sur les raies Mg II, C IV et $H\alpha$ a été présentée par Catala et al. (1984), Catala & Kunasz (1987) et Catala (1988).

Nous l'étendons à la discontinuité de Balmer. Il est important de réaliser ce travail car il n'existe pas de solution unique à la modélisation que nous entreprenons. Il est alors utile de connaître la sensibilité de chaque observable aux variations des paramètres du modèle (qui correspondent à des modifications de la structure du vent ou de la physique y régnant) afin de choisir avec discernement le modèle le plus réaliste.

Le taux de perte de masse

La sensibilité de D_B à des variations de \dot{M} est importante. Quand \dot{M} augmente, le nombre d'électrons par unité de volume augmente (cf. équation 2.2), ce qui conduit à l'apparition d'un excès dans le continu de Balmer et donc à une diminution de la discontinuité de Balmer.

La loi de vitesse

Les effets sur D_B sont assez faibles, comparativement à ce qui se passe pour les raies. Il existe néanmoins des effets caractéristiques. Si la vitesse est augmentée partout dans le vent, la densité, et par conséquent la contribution de l'émission bound-free au continu de Balmer, décroissent (toujours via l'équation de continuité), faisant augmenter D_B .

Les paramètres de la chromosphère

La discontinuité de Balmer est très sensible à ces paramètres; elle augmente quand T_{max} , Δ_1 , Δ_2 augmentent et réciproquement. En particulier, D_B est très fortement modifiée par une variation de la position du maximum de température de la chromosphère, contrôlée par Δ_1 . La raison de ce comportement se trouve dans la dépendance du taux de recombinaison radiative à la fois à la densité électronique n_e et à la température électronique T_e dans la région concernée. On peut en effet montrer (appendice C) que le taux de recombinaison radiative pour l'hydrogène peut s'écrire sous la forme : $R_{k \rightarrow i} \propto n_e T_e^{1/2}$.

Si Δ_1 est diminué, le maximum de température est atteint dans une région où la densité est plus grande, donc $R_{k \rightarrow i}$ augmente à son tour. L'émission bound-free dans la région proche du continu de Balmer augmente diminuant la discontinuité de Balmer.

La température extérieure

Ce paramètre, qui contrôle la température électronique, influence directement le taux de recombinaison radiative (voir ci-dessus). S'il varie, D_B varie dans le même sens. Une diminution de T_e par exemple, induit une augmentation de $R_{k \rightarrow i}$, qui contrôle le flux émis dans le continu de Balmer. Le flux, produit dans la région extérieure du vent, vient s'ajouter au flux d'origine stellaire et diminue donc D_B .

Le minimum de température

Une fois de plus le mécanisme en action est le même que ci-dessus. Néanmoins, l'hydrogène étant majoritairement neutre dans la région du minimum de température, ce paramètre influe peu sur le comportement global de D_B .

La vitesse Doppler aléatoire

Comme on peut s'y attendre, la discontinuité de Balmer est indépendante de ce paramètre. Nous rassemblons dans le tableau (3.4), à la fois, les influences de chaque paramètre sur la discontinuité de Balmer et les raies que nous avons utilisées.

Table 3.4: Tableau récapitulatif de l'influence des paramètres du modèle sur les différents profils de raie étudiés. La direction de la flèche indique le sens de variation quand le paramètre augmente ; le symbole Δ indique un élargissement quand le paramètre augmente

	$H\alpha^{em}$	$H\alpha^{abs}$	$MgII^{em}$	$MgII^{abs}$	CIV^{em}	CIV^{abs}	D_B
Δ_1	—	—	\searrow	—	\nearrow	\nearrow	\nearrow
Δ_2	—	—	$\nearrow - \searrow$	—	\nearrow	\nearrow	\nearrow
T_{max}	—	—	\nearrow	—	\nearrow	\nearrow	\nearrow
T_0	\searrow	—	\searrow	\searrow	\nearrow	\nearrow	\nearrow
v_D	$\searrow - \Delta$	$\searrow - \Delta$	$\searrow - \Delta$	\nearrow	$\searrow - \Delta$	$\searrow - \Delta$	—
M	$\nearrow - \searrow$	$\nearrow - \searrow$	\nearrow	\nearrow	—	—	\searrow

3.2.4 Limites sur les paramètres

Une fois obtenu le modèle produisant le meilleur accord avec les données, nous pouvons chercher des limites sur les paramètres en tenant compte de la variabilité des observables et de l'analyse présentée en (3.2.3). Les résultats de cette recherche, pour les quatre étoiles de notre échantillon, sont rassemblés dans le tableau (3.5).

Examinons maintenant la procédure à suivre pour déterminer des limites supérieures et inférieures sur le taux de perte de masse. Les deux observables les plus sensibles aux variations de \dot{M} sont la raie $H\alpha$ et la discontinuité de Balmer. Nous voyons sur le tableau (3.4) qu'il existe deux régimes de \dot{M} , si seule la raie $H\alpha$ est prise en compte. Le régime avec les plus grandes valeurs de \dot{M} doit cependant être abandonné car il conduit systématiquement à des discontinuités de Balmer trop petites par rapport aux observations. A ce stade, nous devons faire une hypothèse pour aller plus loin. En effet, la composante en émission de la raie $H\alpha$ et D_B ont la même dépendance vis-à-vis de la température dans les régions externes ($n_e T_0$). Nous avons donc considéré qu'une limite inférieure raisonnable pour T_0 était donnée par la température d'une atmosphère grise en équilibre radiatif, évaluée au milieu de la zone où se forme l'émission de $H\alpha$. On peut alors déduire une valeur inférieure sur le taux de perte de masse, ce

dernier étant ajusté jusqu'à l'obtention d'un bon accord avec les observables D_B et $H\alpha$.

Comme il est impossible de déterminer a priori une limite supérieure sur T_0 , nous ne pouvons pas utiliser la même méthode pour la limite supérieure de \dot{M} . En fait, il existe une valeur au-dessus de laquelle l'excès de Balmer est plus grand que celui observé; nous avons adopté cette valeur comme limite supérieure au taux de perte de masse.

Il est intéressant de remarquer qu'avec \dot{M} fixé à sa valeur maximale, on peut maintenant déterminer une limite supérieure sur T_0 : on laisse varier T_0 afin d'obtenir un bon accord avec, à la fois, l'émission $H\alpha$ et D_B .

Les limites que nous avons obtenues nous permettent notamment de tenir compte de la variabilité des raies, dont nous avons parlé au paragraphe 3.2.2.

Table 3.5: Limites sur les paramètres, déduites de l'analyse 3.2.3.

Paramètres	AB Aur	BD+46°3471	HD250550	BD+61°154
Δ_1	[0.14-0.19]	[0.045-1.5]	[0.06-0.11]	[0.082-1.15]
Δ_2	[1.5-2.5]	[1.-2.1]	[1.3-3]	[0.08-2.1]
T_{max} (K)	[15 000-18 000]	[15 000-21 000]	[17 000-22 000]	[17 000-25 000]
T_0 (K)	[3000-5800]	[3000-5100]	[3800-7250]	[3300-6000]
v_D (km.s ⁻¹)	[40-50]	[35-45]	[15-25]	[5-15]
\dot{M} (10 ⁻⁸ M _☉ .an ⁻¹)	[1.5-2.1]	[7.0-9.1]	[2.75-3.8]	[4.0-6.1]

3.3 Résultats

3.3.1 AB Aur

Bien que cette étoile ait déjà été très largement étudiée, plusieurs raisons nous ont poussés à l'inclure dans notre échantillon.

En premier lieu, la campagne MUSICOS de 1996 a permis de construire, avec un modèle indépendant du temps pour la structure moyenne du vent d'AB Aur, un profil de la raie $H\alpha$ « moyenné » sur plusieurs périodes de rotation (Catala et al. 1998), ce qui est très adapté à l'étude que nous menons. En outre, nous sommes désormais en mesure de calculer les ailes Stark de cette raie, ce qui constitue un progrès notable par rapport aux études antérieures, dans la mesure où cela devrait nous permettre d'apporter de nouvelles contraintes sur la structure du vent.

Dans le même ordre d'idées, nous pouvons maintenant calculer la formation des raies de Mg II dans le cadre de l'approche ETLA (voir chapitre 2, paragraphe 3.4). Cela pourrait amener quelques modifications aux paramètres déduits de la première étude faite avec un modèle d'atome à deux niveaux (Catala et al. 1984).

L'observation par le HST des raies de résonance de C IV montre clairement qu'il n'y a pas de composante en émission sur le bord rouge de la raie C IV à 1550 Å, ce qui était sujet à controverse sur les données IUE (Catala & Talavera 1984). Ceci est une contrainte forte sur la loi de température dans la chromosphère (Catala 1988).

Nous avons obtenu un modèle pour lequel l'accord entre observations et calculs est raisonnablement correct, tout au moins pour ce qui concerne les composantes en émission ($H\alpha$ et Mg II). Il permet également de reproduire une raie de C IV en absorption comme le montrent les observations. La présence de raies très larges à proximité des raies de C IV rend problématique la normalisation du spectre par un continu. C'est pourquoi, nous avons porté sur la figure (3.2) deux profils synthétiques, obtenus pour le même modèle mais avec deux normalisations différentes pour le continu. Nous avons pu également vérifier que les ailes Stark de la raie $H\alpha$ étaient formées dans la photosphère et qu'elles étaient bien reproduites par notre modèle. Les variations qui se produisent dans les raies traduisent des modifications dans la structure du vent. Par rapport au modèle obtenu par Catala & Kunasz (1987), nous avons dû éloigner sensiblement la chromosphère, et la région externe du vent est sensiblement plus chaude.

Par contre, le maximum de température, l'extension de la chromosphère et la vitesse Doppler sont identiques, ce qui suggère que ces grandeurs sont stables sur des périodes d'au moins douze ans.

Dans ce nouveau modèle, le taux de perte de masse vaut $\dot{M} = 1.8 \times 10^{-8} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$, en bon accord avec les mesures radio de Skinner et al. (1993) (voir tableau (3.1)).

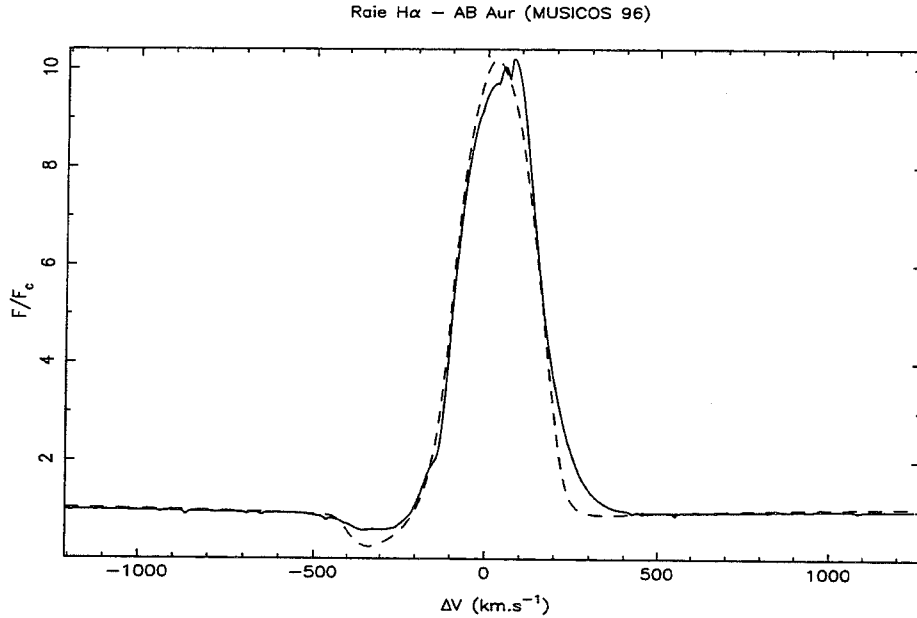


Figure 3.2: Comparaison du profil moyen de la raie $H\alpha$ d'AB Aur, déduit de la campagne MUSICOS 1996 (trait plein) et du profil théorique pour notre meilleur modèle (tirets)

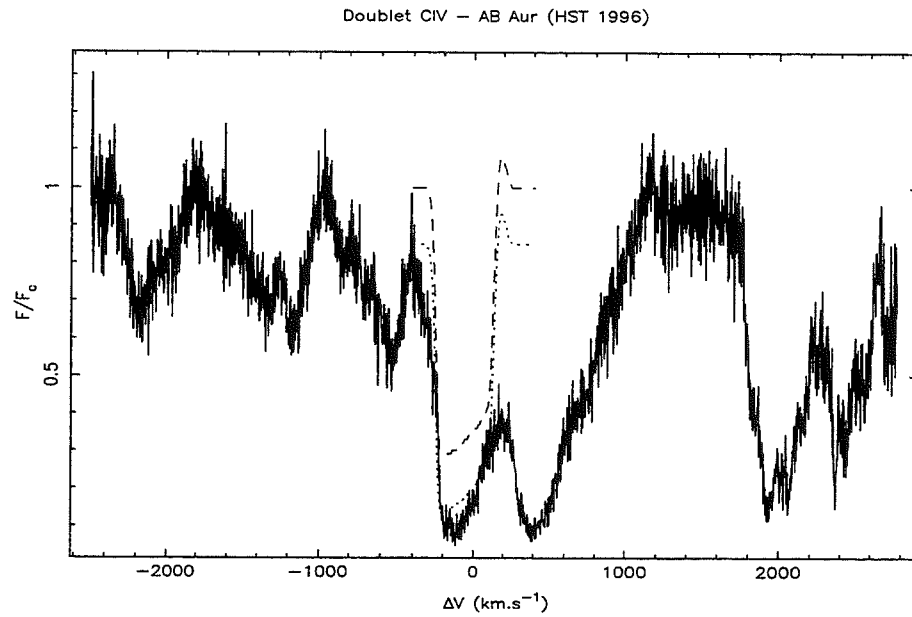


Figure 3.3: Raie du C IV (trait plein) dans AB Aur, sur laquelle le profil théorique de notre meilleur modèle est superposé (tirets). L'incertitude sur le niveau du continu est élevée dans cette région du spectre, aussi avons nous considéré le cas d'un continu plus faible (pointillés)

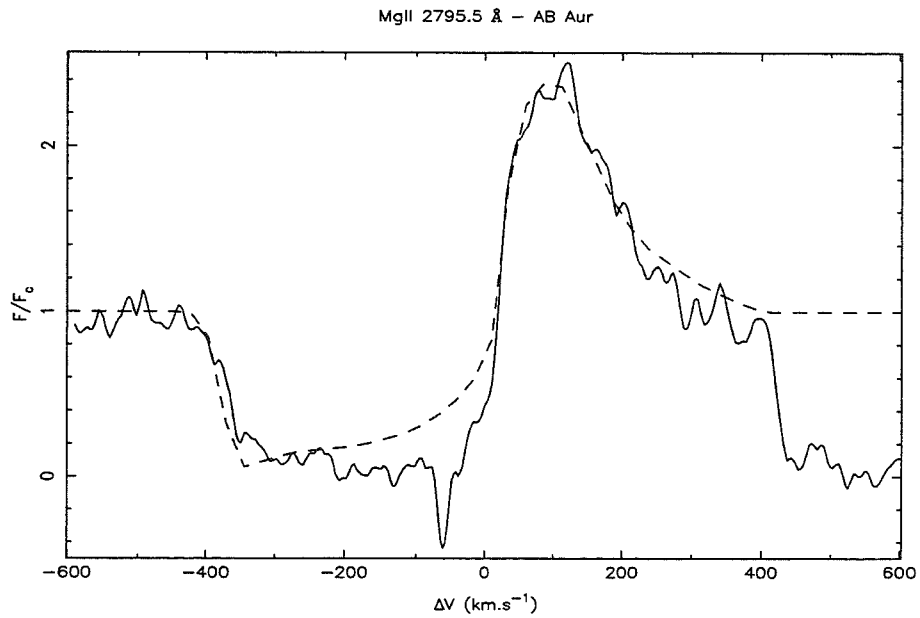


Figure 3.4: La raie k de Mg II dans AB Aur. Observations (trait plein) et calculs (tirets) sont en bon accord

3.3.2 BD+46°3471

La variabilité importante de cette étoile a été rapportée par de nombreux observateurs. Sa raie $H\alpha$, notamment, passe d'un profil de type PCygni à un profil simple pic sur des périodes de quelques mois. Une composante en émission est parfois visible sur le bord bleu de la raie (profil PCygni de type 3). C'est le cas du profil que nous avons utilisé.

En outre, on observe des variations d'environ 10% *rms* de la composante en émission de cette raie sur des périodes de cinq nuits. Bien que cette étoile soit membre de la classe PCygni de façon épisodique, nous l'avons incluse dans notre échantillon car il ne fait aucun doute qu'elle possède un vent important ; il est donc en principe possible de l'étudier avec notre modèle et le code de transfert ETLA.

Comme le montrent les figures (3.5) et (3.6), l'accord entre les profils synthétiques et observationnels pour les raies $H\alpha$ et Mg II est bon, au moins en ce qui concerne les composantes en émission. Par contre, la petite composante en émission décalée vers le bleu (figure 3.5) ne peut pas être reproduite par notre modèle ; nous commenterons ceci plus loin. Les ailes Stark que nous calculons sont également en bon accord avec celles qui sont observées. Nous avons également pu vérifier qu'elles correspondaient à celles obtenues avec un modèle de Kurucz tel que $\log(g)=4.5$ et $T_{eff}=9500K$, modèle compatible avec les paramètres fondamentaux de cette étoile tels qu'ils sont disponibles dans la littérature. Ainsi comme pour AB Aur, nous pouvons conclure que les ailes de la raie sont formées dans la photosphère, où la température décroît vers l'extérieur.

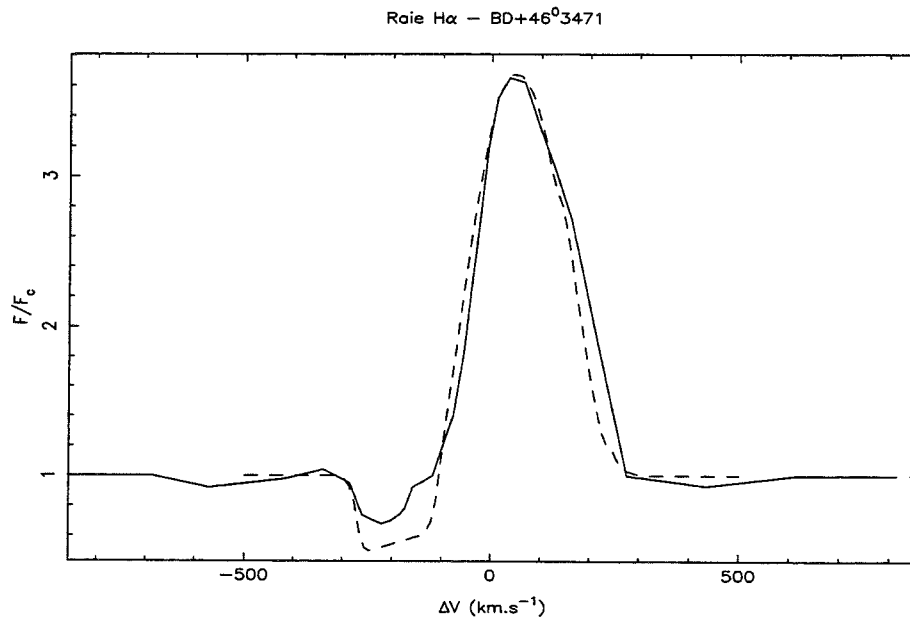


Figure 3.5: Comparaison du profil observé (trait plein) et du profil synthétique (tirets) de la raie $H\alpha$ de BD+46°3471

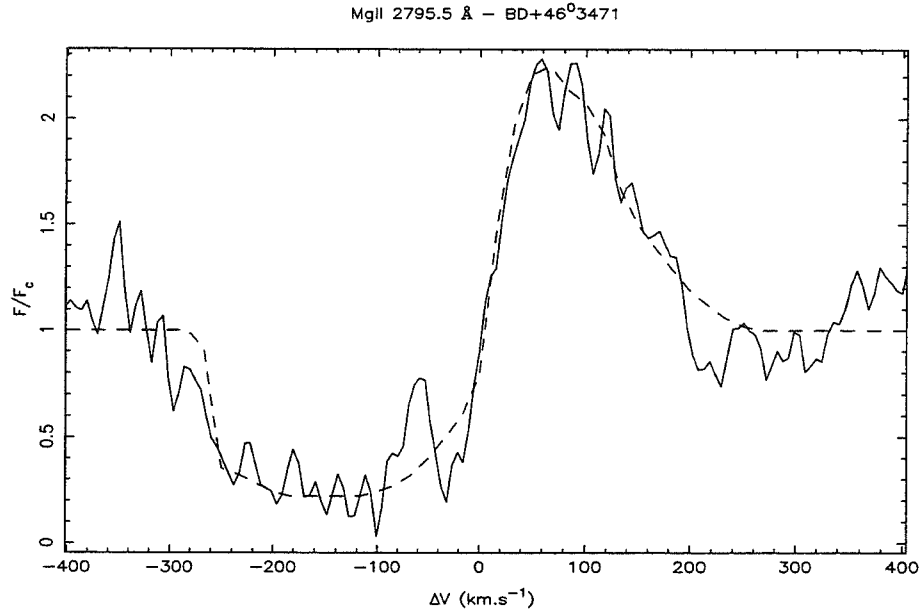


Figure 3.6: Profils observationnel (trait plein) et théoriques (tirets) de la composante Mg II k de BD+46°3471

En dépit de la variabilité spectroscopique importante de cette étoile, notre approche nous permet de déduire des informations sur la structure globale de son vent grâce aux composantes en émission produites dans la plus grande partie du vent. Le modèle procurant le meilleur accord avec les observations nous donne une assez bonne représentation de la structure moyenne du vent de BD+46°3471. Le taux de perte de masse de ce modèle est $\dot{M} = 8.0 \times 10^{-8} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$; cette valeur est intermédiaire entre celle de Nisini et al. (1995), i.e. $\dot{M} = 9.6 \pm 0.13 \times 10^{-8} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$ et celle de Skinner et al. (1993), soit $\dot{M} \leq 6.5 \times 10^{-8} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$. Comme pour AB Aur, nous avons pu fixer des limites sur le taux de perte de masse nous permettant d'obtenir un bon accord avec les divers profils de la raie $H\alpha$ (en fait avec sa composante en émission) enregistrés à différentes époques.

3.3.3 HD250550

Cette étoile présente une variabilité importante sur des périodes très diverses. Les raies de résonance de Mg II par exemple, varient sur des périodes de quelques mois (Catala et al. 1986) alors que la raie Ca II K varie, elle, en quelques heures seulement (Catala et al. 1991). De même, les profils de la raie $H\alpha$, qui ont été observés ces dernières années, sont extrêmement variables et ont souvent des structures complexes. Par contre, ils ont également des caractéristiques qui sont toujours observées. En particulier, les ailes photosphériques de la raie $H\alpha$ sont absentes de tous les spectres, ceci étant expliqué par le fait que ces ailes sont probablement formées dans le vent, au niveau de la région du minimum de température, où la température varie très peu

ou bien reste constante.

Le calcul des ailes Stark de la raie $H\alpha$ avec ETLA nous a permis de vérifier que l'on ne voit pas d'ailes photosphériques si le continu adjacent, sur lequel se forme la raie, *déthermalise* dans la région du minimum de température ou dans une région à température constante au-dessus de ce minimum (voir figure 3.7).

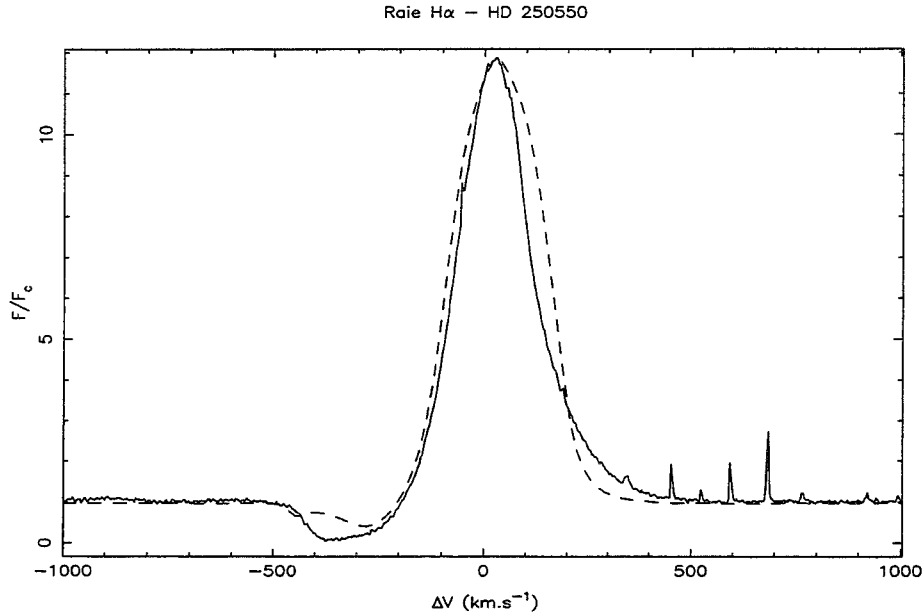


Figure 3.7: La raie $H\alpha$ de HD250550 : profil observé (trait plein) versus profil calculé (tirets)

Pour le Mg II, nous avons ici à faire à un cas bien particulier. En effet, cette étoile se comporte différemment d'AB Aur et de BD+46°3471, puisque la composante en émission de la raie k est toujours plus faible que celle de la raie h, en dépit d'une force d'oscillateur plus importante. La raison de ce comportement pourrait être un *blend* de la partie en émission de la raie k avec, à la fois, la partie en absorption de la composante h et la raie subordonnée à $\lambda 2798 \text{ \AA}$. On peut en effet voir sur la figure (3.8) que la raie subordonnée $\lambda 2791 \text{ \AA}$ (première composante du doublet $3p^2P^0 - 3d^2D$ du Mg II) est très fortement décalée vers le bleu (95 km.s^{-1}) ; ce phénomène affecte très probablement la raie $\lambda 2798 \text{ \AA}$ (seconde composante du doublet), ce qui se répercute sur le bord rouge de la composante en émission de la raie k. Un tel décalage vers le bleu indique que les raies subordonnées du Mg II se forment dans le vent plutôt que dans la photosphère, comme cela semble être le cas pour AB Aur et BD+46°3471. Ces constatations expliquent pourquoi nous avons choisi de calculer la raie h, la méthode ETLA ne permettant pas de traiter les *blends* qui se produisent entre différentes raies.

En ce qui concerne le doublet de résonance de C IV, observé dans cette étoile par le satellite IUE, le modèle que nous avons déduit de l'ajustement des raies $H\alpha$ et Mg II permet d'obtenir une raie d'absorption (composante à 1548.2 \AA) tout à fait conforme aux observations (voir figure 3.9).

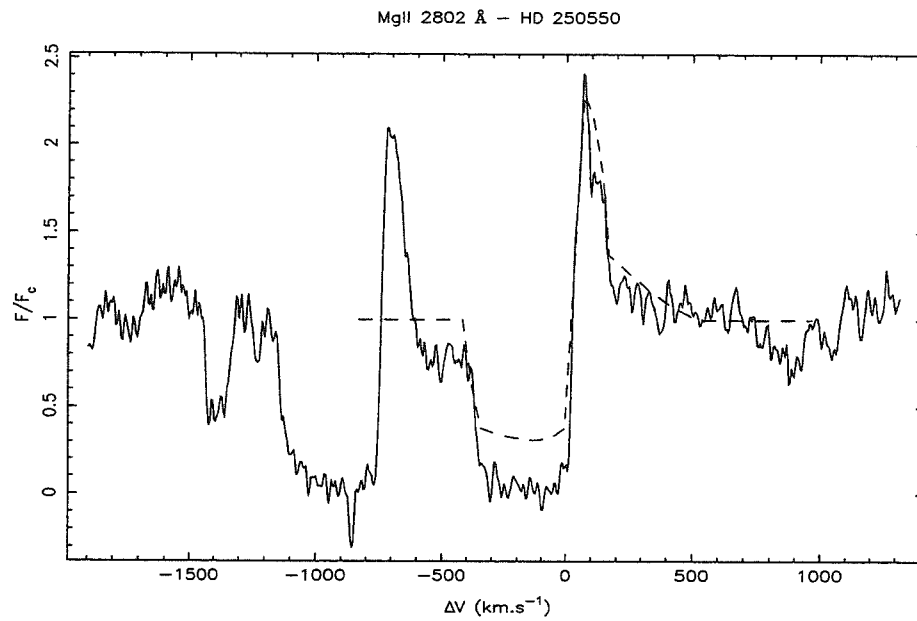


Figure 3.8: Contrairement aux deux étoiles précédentes, c'est la composante h, observée, du doublet de résonance de Mg II (trait plein) qui est ici comparée aux calculs (tirets). Commentaires dans le texte

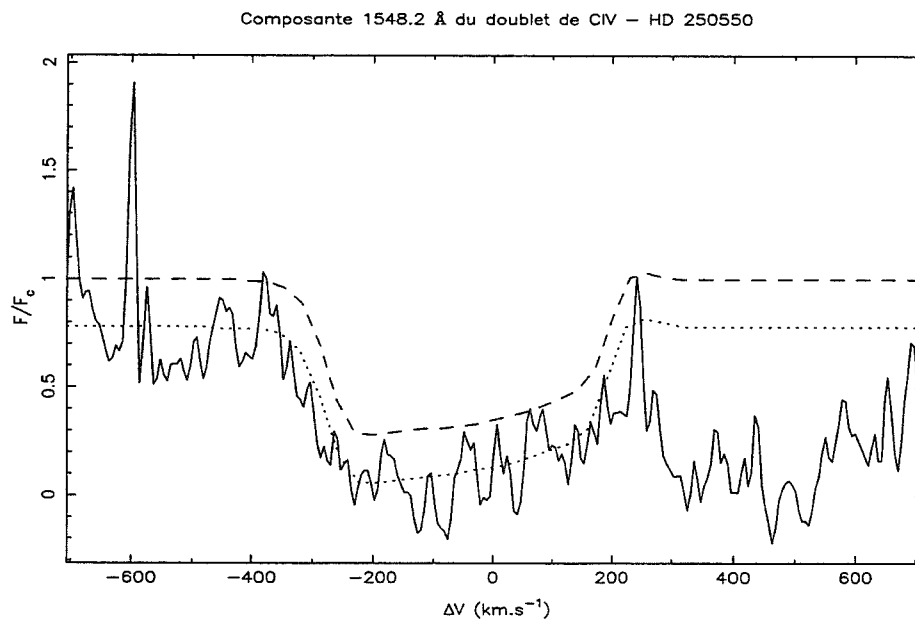


Figure 3.9: Profils observationnels (trait plein) et théoriques (tirets et pointillés) de la raie 1548 Å de CIV. Voir figure 3.2 pour la discussion sur le niveau du continu

Les observations réalisées avec IUE étant de moins bonne qualité que celles réalisées avec le télescope spatial sur AB Aur, il n'est pas possible d'affirmer avec certitude que, comme c'est le cas pour AB Aur, il n'y a pas d'émission sur le bord rouge de la raie. C'est, toutefois, ce que prédit notre meilleur modèle, ce qui constitue une contrainte forte sur la valeur du maximum de température dans la chromosphère. En outre, nous avons rencontré ici aussi, le même type d'incertitude sur le niveau du continu que celui dont nous avons parlé pour AB Aur.

Nous avons obtenu, avec ce modèle, un taux de perte de masse de $\dot{M} = 3 \times 10^{-8} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$, ce qui est compatible avec la mesure de Skinner et al. (1993).

3.3.4 BD+61°154

Cette étoile est la plus faible de notre échantillon. Les observations avec IUE n'ont donc pas permis de détecter les raies de Mg II h et k ou de C IV. Par conséquent, la précision sur les paramètres que nous pouvons attendre est moins grande que pour les autres étoiles, puisque seules la raie $H\alpha$ et la discontinuité de Balmer ont pu être modélisées.

En outre, les conditions physiques régnant dans la plus grande partie du vent sont hautement variables, comme le montrent les variations du profil de la raie $H\alpha$ observées depuis des années (Garrison & Anderson 1977 et Finkenzeller & Mundt 1984).

Le profil que nous avons étudié (cf. figure 3.10) est un profil PCygni de type 3 dans la classification de Beals (1951), c'est-à-dire qu'une composante en émission est visible sur le bord bleu de la raie. Un examen attentif de ce profil montre que cette composante en émission est symétrique à l'aile rouge de la composante en émission du profil PCygni. Nous avons vérifié que lorsque les ailes de la raie se forment dans une zone où la température augmente, elles apparaissent en émission ; ce processus n'est cependant pas assez efficace pour les amener au niveau où nous les observons. Pour cela, il faut faire appel à d'autres mécanismes faisant intervenir l'enveloppe de façon dynamique. Par exemple, Mihalas & Conti (1980) ont suggéré le mécanisme suivant : si l'enveloppe est divisée en deux régions distinctes, l'une (la plus profonde) en co-rotation avec l'étoile, l'autre étant en expansion, la superposition des deux mouvements produit une légère émission sur le bord bleu de la raie. Deux cas sont alors possibles selon la valeur du rapport entre la vitesse de rotation et la vitesse d'expansion ; si ce rapport est supérieur à un, la composante en émission est visible, sinon elle est noyée dans la composante en absorption. En outre, le mouvement de rotation déplace des photons depuis le centre de la raie, ce qui explique que les ailes soient si larges. Dans ce modèle, c'est un champ magnétique qui permet à la partie interne de l'enveloppe d'être en co-rotation avec l'étoile. Bien que la présence de champs magnétiques soit suspectée dans un grand nombre d'étoiles de Herbig, rien ne permet d'affirmer de façon définitive que ce soit le cas pour BD+61°154. En outre, on voit mal comment ce mécanisme pourrait être efficace dans cette étoile, dont la

rotation est la plus lente de notre échantillon, puisqu'il ne l'est pas pour HD250550, dont la rotation est bien plus rapide. A moins que le rayon d'Alfvén ne soit plus grand pour BD+61°154 que pour les autres étoiles de cette étude. Dans ce cas, la vitesse angulaire dans les régions externes de l'enveloppe pourrait bien être assez grande pour rendre compte de la forme de la raie.

Dans un autre modèle proposé par Pogodin (1990), les profils PCygni de type 3 résultent de la présence de jets de matière en rotation rigide associés à un champ magnétique à la surface de l'étoile. Le calcul des profils pour différentes positions du jet par rapport à l'observateur, montre que la forme de la raie dépend de la phase entre la période de rotation de l'étoile et celle de l'enveloppe. Ce mécanisme permet également d'expliquer les variations du profil de la raie (d'un profil PCygni de type 3 à un profil PCygni de type 2 et réciproquement).

Nos modèles à symétrie sphérique ne permettent pas d'inclure de telles structures, ce qui explique que nous ne parvenions pas à reproduire de tels profils (figure 3.10). Cela confirme que le vent de BD+61°154 est fortement anisotrope. Les résultats que nous avons obtenus doivent donc être considérés avec précaution, même si la valeur $\dot{M} = 4.6 \times 10^{-8} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$ de notre meilleur modèle est en bon accord avec celle mesurée par Skinner et al. (cf. tableau 3.1).

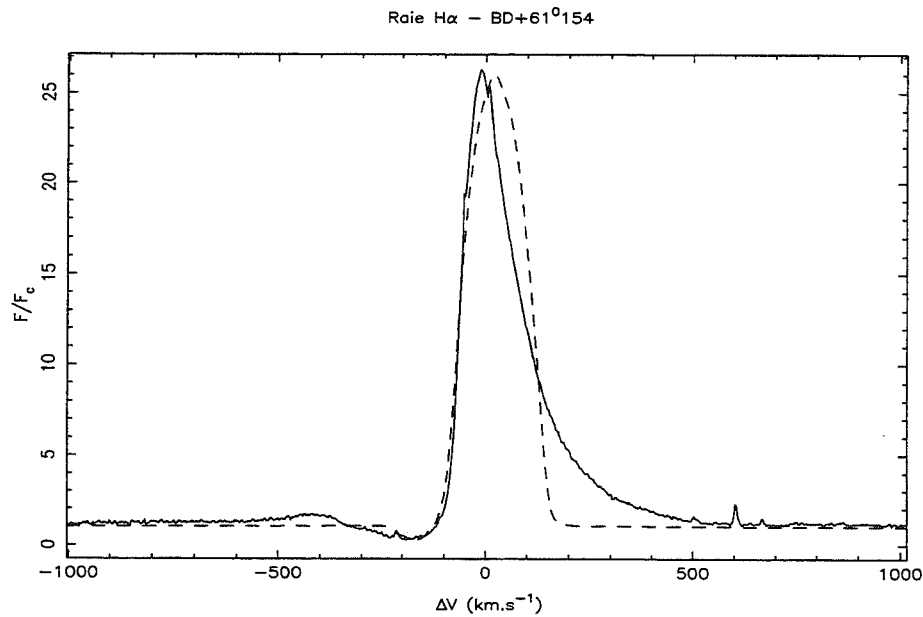


Figure 3.10: La raie H α de BD+61°154 (trait plein) probablement modifiée par la rotation de l'enveloppe. Notre modèle sans rotation ne peut pas reproduire correctement un profil aussi large (tirets) dans les ailes

Les paramètres des modèles donnant les meilleurs accords avec les observations (figures 3.2 à 3.11) sont rassemblés dans le tableau (3.6).

Table 3.6: Paramètres des modèles donnant les meilleurs accords avec les observations

Paramètres	AB Aur	BD+46°3471	HD250550	BD+61°154
Δ_1	0.17	0.08	0.09	0.09
Δ_2	1.5	1.2	1.7	1.0
T_{max} (K)	17 000	19 000	20 000	22 000
T_0 (K)	4800	4850	4320	3850
v_D (km.s ⁻¹)	45	40	20	10
D_B	1.43	1.06	1.01	0.30
\dot{M} (M_\odot .an ⁻¹)	1.8×10^{-8}	$8. \times 10^{-8}$	$3. \times 10^{-8}$	4.6×10^{-8}

3.4 Commentaires

3.4.1 Ecart à la symétrie sphérique et composantes en absorption

Les composantes en absorption des profils des raies se forment sur les lignes de visée situées entre l'étoile et l'observateur. Elles sont donc extrêmement sensibles aux variations des conditions physiques dans le vent se produisant sur ces lignes de visée. Les différences constatées entre les composantes en absorption calculées et celles observées proviennent donc probablement du fait que nos hypothèses de base ne sont pas respectées. En particulier, tout écart à la symétrie sphérique se traduit par une modification de la forme de la composante en absorption. Nous allons maintenant présenter quelques modèles qui pourraient correspondre aux situations particulières des étoiles de notre échantillon.

Commençons par les deux étoiles présentant une légère émission sur le bord bleu de la raie. Dans un cas (BD+46°3471), cette émission est « fondue » dans les ailes Stark de la raie $H\alpha$, tandis que dans l'autre cas (BD+61°154), cette émission est suffisamment intense pour que le profil global de la raie $H\alpha$ soit un profil PCygni de type 3. Un modèle comme celui élaboré par Pogodin (1990) pour expliquer l'apparition d'une émission sur le bord bleu de la raie, s'applique à ces étoiles. Par contre, dans le cas de BD+46°3471, il n'est pas possible d'expliquer cette émission en imposant au rayonnement d'être thermalisé jusque dans des régions où la température augmente. En effet, le profil de la raie $H\alpha$ est clairement asymétrique : l'émission secondaire qui apparaît sur le bord bleu n'est pas visible sur le bord rouge, ce qui serait le cas si elle était produite par le mécanisme évoqué ci-dessus. L'émission étant extrêmement localisée (spectralement parlant), elle doit être produite dans une région étroite du vent.

La disparition de la composante en absorption de $H\alpha$, souvent observée dans BD+46°3471 (Garrison & Anderson 1977, Böhm & Catala 1993), montre que le vent de cette étoile s'écarte beaucoup de la symétrie sphérique. En effet, il est impossible avec ces modèles d'empêcher la formation d'une absorption pour des raies qui se

forment sur des régions étendues, comme c'est le cas pour la raie $H\alpha$. Par contre, ce type de comportement est parfaitement décrit par le modèle de Pogodin (1992). Ce dernier suppose que le vent est confiné (par un processus physique à déterminer) aux basses latitudes de l'étoile, mais que ce confinement est variable dans le temps. Chaque fois que la ligne de visée intercepte le flot, un profil PCygni est observé. Par contre, lorsque l'angle d'ouverture du cône centré sur l'étoile est assez petit pour que la ligne de visée n'intercepte pas le flot, c'est un profil simple pic qui est observé. Si l'on en croit ce modèle, les profils des raies $H\alpha$ et Mg II, que nous utilisons pour BD+46°3471, ont été enregistrés à une époque où l'angle d'ouverture du flot était suffisamment large pour que ce dernier soit sur la ligne de visée; quand la situation s'inverse, on n'observe plus de profil PCygni (Böhm & Catala, 1993).

Attachons nous maintenant au cas de HD250550. Dans cette étoile, les composantes en absorption des raies $H\alpha$ et Mg II sont plus profondes sur les profils observés que sur les profils synthétiques. Par ailleurs, on peut vérifier que ces absorptions sont saturées. Une fois de plus, cette constatation va dans le sens d'un vent fortement hétérogène. En effet, dans le cas d'un vent homogène, il y a toujours des photons qui sont diffusés vers l'observateur et qui vont donc contribuer à « remplir » la composante en absorption. Cette dernière ne peut donc pas être aussi profonde que celle observée. L'observation d'une saturation est, par contre, un bon argument en faveur de l'interprétation de la variabilité cyclique de HD250550 par l'alternance sur la ligne de visée (sur laquelle l'absorption se forme) de jets, qui augmentent localement l'opacité du milieu. Si ces jets s'enroulent autour de l'étoile au fur et à mesure qu'elle tourne, la ligne de visée finit par intercepter plusieurs d'entre eux. Plusieurs régions de résonance (régions dont la vitesse projetée est la même) s'interposent alors sur le trajet des photons et diminuent leur probabilité de fuite; ce qui modifie la profondeur de la composante en absorption du profil PCygni. Une telle explication a déjà été proposée par Catala et al. (1991) afin de rendre compte des variations périodiques à court terme observées dans la raie Ca II K de HD250550.

3.4.2 Application à d'autres raies du spectre

Si nos modèles sont corrects, ils doivent permettre de calculer toutes les raies présentes dans les spectres des quatre étoiles que nous avons étudiées. Il faudra, dans un futur proche, diversifier les atomes/ions dont nous calculons les raies, afin de gagner en confiance et en précision sur les modèles que nous construisons. En attendant, nous pouvons, par exemple, nous intéresser aux autres raies de l'hydrogène aisément calculables avec ETLA. Nous avons pu vérifier dans le cas d'AB Aur, que le profil synthétique de la raie $H\beta$, déduit de notre meilleur modèle, était compatible avec celui observé durant la campagne MUSICOS 96. Tout au moins, cela est-il vrai de la composante en émission et des ailes Stark (voir figure 3.11).

Par contre, nous n'avons pas cherché à reproduire les autres raies de Balmer car elles sont dominées par leurs ailes Stark d'origine photosphérique; elles nous

renseignent donc très peu sur le vent lui-même.

En outre, en l'état actuel des choses, nous pouvons également vérifier que nos modèles ne sont pas incompatibles avec les observations d'autres parties du spectre de ces étoiles, même si nous ne savons pas les modéliser.

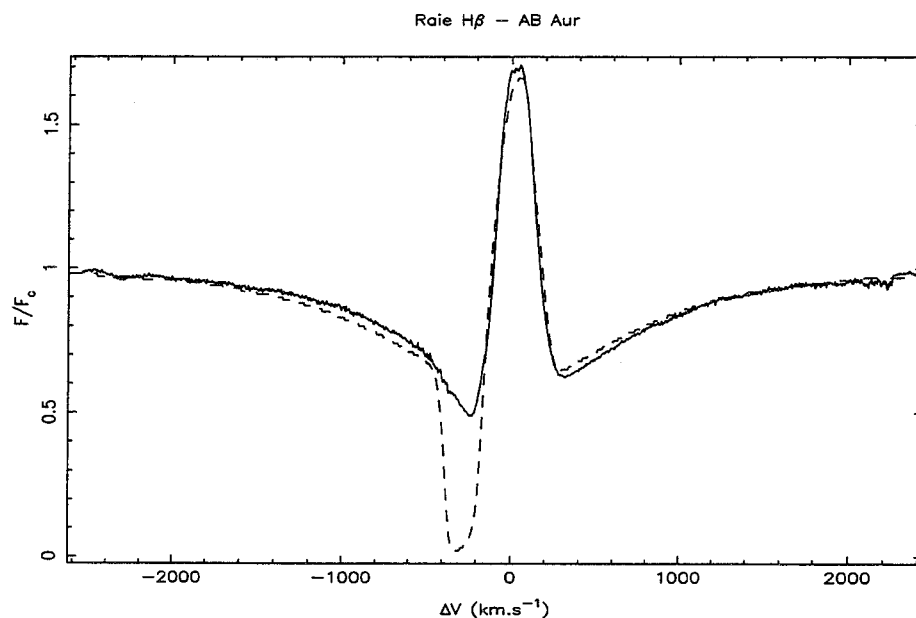


Figure 3.11: Profil moyen de la campagne MUSICOS 1996 (trait plein) et profil synthétique (tirets) de la raie $H\beta$ calculé pour le modèle de meilleur accord pour AB Aur

Examinons le cas des raies de résonance de Ca II présentes dans les spectres de nos quatre étoiles. La raie Ca II K apparaît en absorption avec un profil fortement asymétrique qui s'étend vers le bleu. Böhm & Catala (1995) ont montré dans le cas d'AB Aur, que cette raie se formait en fait dans la partie la plus chaude de la chromosphère, près du maximum de température. Par ailleurs, le triplet IR de Ca II est toujours observé en émission, malgré un chevauchement sur les raies P13, P15 et P16. ETLA n'étant pas capable de traiter ce type de problème où des raies se recouvrent partiellement, nous n'avons pas essayé de reproduire ces raies. Il n'en reste pas moins que la présence d'une chromosphère constitue l'explication la plus plausible aux différentes formes de profil des raies de Ca II (absorption pour la raie Ca II K, émission pour le triplet IR de Ca II).

3.4.3 Pertes radiatives

Les résultats que nous avons obtenus jusqu'à présent, confortent l'idée selon laquelle des chromosphères étendues existent dans les vents des HAEBES de la classe PCygni. Ceci implique qu'une quantité importante d'énergie soit dissipée dans le vent afin de porter la température du milieu à des valeurs supérieures à la température

effective de l'étoile. L'atmosphère n'est plus en équilibre radiatif et on observe alors un excès de pertes radiatives, mesurable via les raies et les continus se formant dans le vent. Par définition, les pertes radiatives en un point r du vent s'écrivent :

$$E^-(r) = 4\pi \int_0^\infty \chi_\nu (S_\nu - J_\nu) d\nu \quad (\text{ergs.cm}^{-3}.\text{s}^{-1}) \quad (3.3)$$

Cette équation traduit juste un bilan d'énergie entre ce qui est émis par le milieu ($\eta_\nu = \chi_\nu S_\nu$) et ce qui est absorbé ($\chi_\nu J_\nu$). E^- est donc positif quand le milieu se refroidit en rayonnant.

Quelques commentaires s'imposent.

Il faut d'abord remarquer que les pertes radiatives doivent être évaluées dans le référentiel du fluide, l'équation d'énergie étant une équation lagrangienne (voir par exemple Mihalas & Mihalas 1984, p.432). En outre, le référentiel du fluide est le seul dans lequel les propriétés de la matière (opacité et émissivité), impliquées dans le transfert de rayonnement, sont isotropes (cf. chap. 2). Calculer les pertes radiatives dans un autre référentiel serait fondamentalement dénué de sens. De ce point de vue, ETLA est un outil parfaitement adapté à ce calcul.

Les pertes radiatives sont d'autant plus petites que la chromosphère est éloignée de la photosphère, puisque le milieu rayonne d'autant moins que la densité dans la chromosphère diminue ($\rho(r) \propto r^{-2}$). De même, l'estimation précise de la quantité totale d'énergie déposée dans le vent nécessite la prise en compte d'un nombre de raies et de continus aussi grand que possible. Notre travail étant limité à trois éléments (H I, Mg II et C IV), les valeurs que nous obtenons sont donc des limites inférieures aux pertes radiatives.

Pour calculer $E^-(r)$, nous devons au préalable résoudre l'équation de transfert radiatif, qui nous fournira l'intensité moyenne du champ de rayonnement J_ν ainsi que les fonctions sources des transitions que nous considérons. Après quoi, nous avons choisi de ne pas tenir compte des contributions provenant des couches les plus profondes du vent ; plus précisément de la région de la chromosphère située entre le minimum de température et le point r_1 où $T = T_{eff}$. Cela, parce que les raies et les continus que nous modélisons ne donnent pas de contraintes précises sur les conditions physiques du gaz dans cette zone, ce qui pourrait conduire à des différences importantes par rapport à la réalité. De même, puisque nous nous intéressons à la quantité d'énergie nécessaire à « l'entretien » de la chromosphère, nous avons également exclu les régions externes du vent, situées au-delà du point r_2 où $T = T_{eff}$. En définitive, nous avons calculé une limite inférieure E_{tot}^- aux pertes radiatives, sous la forme :

$$E_{tot}^- = \int_{r_1}^{r_2} 4\pi r^2 E^-(r) dr \quad (3.4)$$

Les valeurs que nous avons obtenues se trouvent dans le tableau (3.7).

Dans toutes les étoiles, le continu de Balmer et la raie $H\alpha$ dominent les pertes radiatives. Les continus de Paschen et de Brackett sont également des radiateurs efficaces dans toute la chromosphère. Les raies de Lyman, que nous avons fixées en

Table 3.7: Contributions aux pertes radiatives

Transitions	E_{tot}^- (ergs.s ⁻¹)			
	AB Aur	BD+46°3471	HD250550	BD+61°154
$H\alpha$	1.2 (+32)	1.2 (+33)	1.7 (+32)	5.4 (+32)
$H\beta$	4.3 (+31)	6.0 (+32)	6.6 (+31)	1.8 (+32)
$H\gamma$	4.0 (+31)	5.5 (+32)	4.9 (+31)	1.1 (+32)
$H\delta$	4.6 (+31)	6.2 (+32)	5.2 (+31)	1.0 (+32)
$P\alpha$	1.9 (+31)	1.9 (+32)	2.5 (+31)	7.9 (+31)
$P\beta$	2.1 (+31)	2.3 (+32)	2.3 (+31)	6.9 (+31)
$P\gamma$	2.6 (+31)	3.1 (+32)	2.5 (+31)	6.1 (+31)
$B\alpha$	2.9 (+30)	2.8 (+31)	3.5 (+30)	1.0 (+31)
$B\beta$	5.6 (+30)	6.5 (+31)	5.5 (+30)	1.4 (+31)
$Pf\alpha$	7.7 (+29)	7.3 (+30)	8.7 (+29)	2.4 (+30)
C. Lyman	3.6 (+32)	2.2 (+34)	7.8 (+33)	5.1 (+33)
C. Balmer	1.1 (+34)	5.8 (+34)	3.6 (+34)	3.7 (+34)
C. Paschen	4.9 (+33)	4.1 (+34)	1.8 (+34)	2.0 (+34)
C. Brackett	2.3 (+33)	2.7 (+34)	8.4 (+33)	8.8 (+33)
C. Pfund	1.1 (+33)	1.5 (+34)	3.9 (+33)	4.0 (+33)
C. Humphrey	6.0 (+32)	8.3 (+33)	2.1 (+33)	2.1 (+33)
Totaux	2.0 (+34)	1.76 (+35)	7.8 (+34)	7.9 (+34)
E_{tot}^-/L_\star	0.088	0.044	0.084	0.03
Limites Sup/Inf	[1.31-2.4] (+34)	[1.38-5.7](+35)	[0.485-1.16](+35)	[0.61-1.11](+35)

balance détaillée, ne contribuent donc pas, dans cette étude, aux pertes radiatives. Cette approximation est justifiée par le fait que ces raies sont jusqu'à huit ordres de grandeur plus opaques que les raies subordonnées (Catala & Kunasz, 1987). Le continu de Lyman, lui, a un comportement différent selon les étoiles. Il rayonne plus efficacement dans HD250550 et dans BD+61°154 que dans les deux autres étoiles, ce qui montre qu'il est nettement plus opaque dans ces dernières.

Nous avons également calculé les contributions des raies et des continus de Mg II et de C IV aux pertes radiatives. Le C IV contribue très peu au refroidissement ($E_{C\ IV}^-/E_{H\alpha}^- \approx 10^{-2}$) principalement à cause de la faible population de cet ion. L'ion C III est, de ce point de vue, plus efficace car plus peuplé. Quand au Mg II, cet élément est trop peu abondant comparativement à l'hydrogène pour affecter significativement le bilan énergétique dans la chromosphère.

On remarquera aussi que, dans le cas d'AB Aur, le continu de Balmer domine les pertes radiatives, alors même que l'excès de Balmer ΔD_B est très petit, conformément aux mesures de Garrison (1978). Cela montre que la mesure de la discontinuité de Balmer, bien que très importante pour contraindre les paramètres de la chromosphère, n'est pas suffisante par elle-même pour estimer les pertes radiatives.

On peut aussi se demander quelle est l'influence des paramètres fondamentaux des étoiles sur les pertes radiatives que nous calculons. C'est une question importante dans la mesure où, si influence il y a, toute erreur dans la détermination de T_{eff} ou de $\log g$ se répercute sur le calcul de E^- . En pratique, les incertitudes sur T_{eff} ou sur $\log g$ vont influencer le calcul des pertes radiatives via D_B . Nous avons examiné ces effets en faisant varier T_{eff} et $\log g$ dans les limites données par les barres d'erreurs sur ces paramètres, telles que nous les avons trouvées dans Hillenbrand et al. (1992) et Garrison (1978), i.e. $\Delta \log T = 0.05$ et $\Delta \log g = 0.3$.

Pour trois étoiles (AB Aur, HD250550 et BD+61°154), qui ont toutes $T_{eff} \geq 10^4$ K, nous avons observé le comportement suivant : D_B^{phot} diminue quand un de ces deux paramètres (ou les deux) augmente. Pour conserver un bon accord avec D_B^{obs} , nous devons donc éloigner la chromosphère, ce qui entraîne une diminution de E^- (voir ci-dessus). Pour $\log g$ fixé, si l'on choisit la limite supérieure de T_{eff} , E^- diminue de 14%. Pour T_{eff} fixé et $\log g$ pris à sa valeur maximale, c'est une diminution de 15% au maximum que nous constatons.

Le comportement de BD+46°3471 est assez différent de celui que nous venons de décrire. En effet, quand $\log g$ est fixé, D_B^{phot} varie dans le même sens que T_{eff} ; ainsi quand T_{eff} est maximal, nous devons rapprocher la chromosphère, ce qui augmente les pertes radiatives. L'ordre de grandeur est le même que pour les trois autres étoiles. Pour T_{eff} fixé, $\log g$ affecte les pertes radiatives de la même manière que pour les trois autres étoiles, tant pour le sens de variation que pour le niveau de cette variation. Grâce à l'étude que nous avons réalisée pour déterminer le domaine de variation des paramètres, nous avons pu fixer des limites sur les pertes radiatives. Elles figurent dans le tableau (3.4). Rappelons que les limites sur les paramètres ont été déterminées de manière à tenir compte de la variabilité spectrale de nos étoiles. Cette dernière est donc intrinsèquement prise en compte par les bornes supérieure et inférieure sur E^- . Pour nos meilleurs modèles, les pertes radiatives totales par étoile s'élèvent à quelques pour cent de la luminosité stellaire (de 3% pour BD+61°154 à 9% pour AB Aur). Ces valeurs, bien que très importantes, sont du même ordre que celles déterminées par Bouvier (1987) ou Calvet & Albarran (1984) pour les T-Tauri, en mesurant le flux d'énergie dans quelques raies et continus.

La mesure des pertes radiatives apporte des contraintes fortes aux modèles proposés pour expliquer l'activité des HAEBS. Tout modèle, pour être crédible, doit permettre qu'une quantité d'énergie supérieure ou égale à la limite supérieure sur E^- soit disponible afin d'être dissipée dans le vent. Nous allons ci-dessous nous intéresser à deux de ces modèles, qui sont parmi les plus fréquemment cités.

Nous l'avons vu au chapitre 1, les étoiles Ae/Be de Herbig ne possèdent pas de zones convectives externes assez importantes pour apporter l'énergie nécessaire à l'entretien d'une chromosphère étendue. Cette source d'énergie pourrait, tout de même, être d'origine interne et se trouver dans la transformation de l'énergie de rotation en énergie turbulente, via des instabilités dues à des cisaillements. Ce mécanisme a été récemment proposé par Lignières et al. (1996). Si on suppose qu'un vent stellaire

important existe, l'étoile qui en est le siège perd une partie de son moment angulaire initial à un taux $\dot{J} \approx \dot{M} R^2 \Omega_e$, où R désigne le rayon stellaire, \dot{M} le taux de perte de masse et Ω_e la vitesse angulaire à la surface. Un gradient de vitesse angulaire apparaît alors, qui va, en retour, produire des cisaillements entre les couches adjacentes de l'étoile. Dans ces cisaillements, des instabilités peuvent se former et se propager de la surface vers l'intérieur de l'étoile. Au fur et à mesure que ce mécanisme se développe, l'énergie de rotation est transmise aux mouvements turbulents, qui produisent un transfert de moment angulaire important. Ces pertes de moment angulaire pourraient expliquer l'apparition d'un champ magnétique. Celui-ci transférerait alors une partie de l'énergie cinétique turbulente vers l'atmosphère étendue de l'étoile, où elle serait dissipée. Lignières et al. (1996) ont montré que le taux maximal de production d'énergie cinétique turbulente, intégré sur la couche turbulente s'écrit : $F_t^{max} = \frac{1}{4} \dot{M} R^2 \Omega_e^2$ (même notation que plus haut). Avec les taux de perte de masse que nous avons obtenus, nous trouvons toujours que $F_t^{max} \approx 10^{-2} - 10^{-3} E_{tot}^-$. Ce mécanisme n'est donc pas en mesure de soutenir les pertes radiatives que nous calculons. Toutefois, les effets dus à un champ magnétique ne sont pas encore pris en compte dans ce modèle. En présence d'un champ magnétique, les pertes de moment angulaire augmentent d'un facteur $(R_a/R)^2$, R_a étant le rayon d'Alfvén. On voit alors que pour $R_a = 10 R$, F_t^{max} devient du même ordre de grandeur que E_{tot}^- . Reste alors à trouver un mécanisme suffisamment efficace pour dissiper toute (ou presque) l'énergie disponible sous forme turbulente.

Un autre type de modèle fait appel à un disque d'accrétion (Hillenbrand et al. 1992; Corcoran & Ray 1998). La source d'énergie qui alimente l'activité est alors externe à l'étoile. Jusqu'à présent, le problème majeur de ces modèles venait de l'ambiguïté des données observationnelles. En effet, Böhm & Catala (1994), sur la base d'observations des raies interdites de l'oxygène neutre ([O I]), ont montré que la majorité des HAEBS était dépourvue de disques massifs. Les étoiles composant notre échantillon sont dans ce cas. Afin de réconcilier les observations de ces auteurs avec la présence de disques d'accrétion, Hirth et al. (1994) ont suggéré que les raies de [O I] se formaient dans une couche mince mais étendue à la surface du disque. Les observations de Böhm & Hirth (1997) ont toutefois permis de montrer que, au moins dans le cas d'AB Aur, cette proposition pouvait être rejetée. Pour les autres étoiles, la situation est moins claire; néanmoins, il n'existe pas de déplacement significatif du « centroïde » de la raie d'émission. La région d'émission ne semble pas être aussi étendue qu'il le faudrait pour expliquer le flux mesuré dans ces raies. Il est désormais possible de confronter ces modèles à d'autres données, en l'occurrence les pertes radiatives. L'énergie qui peut être libérée par accrétion (pour un disque képlérien) s'écrit : $\dot{E}_{acc} = 1/2 \dot{M}_{acc} V_{kep}^2$. En utilisant les taux d'accrétion trouvés par Hillenbrand et al. (1992) pour nos étoiles, nous avons vérifié que \dot{E}_{acc} était toujours largement inférieure aux pertes radiatives. Pour mener à bien ces calculs, nous avons besoin de V_{kep} . En prenant R_{ch} comme distance moyenne de la chromosphère jusqu'à l'étoile, on obtient alors : $V_{kep} = \sqrt{\frac{GM_*}{R_{ch}}}$. Pour AB Aur par exemple, $V_{kep} \approx$

600 km.s⁻¹. L'énergie disponible par accréation est alors suffisante pour combler les pertes radiatives que nous calculons, même en tenant compte du fait que les taux d'accréation dérivés par Hillenbrand et al. (1992) sont probablement largement surestimés. C'est en tout cas la conclusion à laquelle Böhm & Catala (1993) sont parvenus pour AB Aur, à cause de l'absence de « veiling » des raies photosphériques de cette étoile ($\dot{M} \leq 2.5 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{.an}^{-1}$, i.e. environ six fois inférieur à la valeur proposée par Hillenbrand et al. 1992). Soulignons toutefois que, si l'on veut lever complètement le doute sur l'existence de disques massifs autour des HAEBES à partir des observations des raies [O I], il faudra passer par un calcul quantitatif de la formation de ces raies, ce qui n'a pas pu être entrepris dans cette étude.

3.5 Conclusions

Les étoiles Ae/Be de Herbig de la classe PCygni que nous avons étudiées ont bien des vents dont la structure sous-jacente est identique. Il est raisonnable d'envisager pouvoir étendre cette conclusion à l'ensemble de cette classe. Le modèle que nous avons utilisé constitue donc un outil précieux pour étudier ces étoiles. Il permet notamment de reproduire avec succès les observations de raies très diverses, qui se forment en des endroits très différents du point de vue des conditions physiques. Ce modèle délivre donc des informations précises sur la structure des vents des HAEBES. Parmi toutes ces informations, figurent les taux de perte de masse et les pertes radiatives. Les valeurs, que nous avons obtenues pour les premiers, sont beaucoup plus précises que celles obtenues par d'autres méthodes (Garrison 1978, Nisini et al. 1995) et qui sont basées sur des contraintes observationnelles plus limitées.

Quant aux secondes, elles ont été déterminées pour la première fois pour ces étoiles et elles se chiffrent à plusieurs pour cent de la luminosité bolométrique pour chaque étoile.

L'origine de cette énergie ainsi que le mécanisme conduisant à son extraction et à sa dissipation dans le vent restent inconnus. Nous avons montré que les taux d'accréation proposés dans la littérature ne suffisaient pas à expliquer nos résultats. Les modèles de vents radiatifs issus de disques d'accréation (Proga et al. 1998) pourraient bien être la solution expliquant l'existence des vents des HAEBES mais, il reste à trouver un mécanisme pour expliquer les chromosphères de ces objets dans ce contexte.

Nous avons également trouvé que le modèle impliquant un couple de freinage dû au vent, transformant de l'énergie de rotation en énergie turbulente (Lignières et al. 1996) ne fournit pas, lui non plus, assez d'énergie, tout au moins en l'état actuel des choses. Ce modèle pourrait être amélioré par la prise en compte du couplage entre l'enfoncement de la couche turbulente et la génération d'un champ magnétique. Dans ce modèle, le chauffage chromosphérique est d'origine magnétique. Ceci est rendu très plausible par la détection d'un champ magnétique dans l'étoile Ae de Herbig HD104237 par Donati et al. (1997).

S'ils existent dans les HAEBS de notre échantillon, ces champs magnétiques pourraient être responsables des structures azimuthale et latitudinale de leur vent. La variabilité spectrale de ces étoiles, ainsi que les différences résiduelles entre les composantes en absorption observées et celles calculées, sont probablement la conséquence de l'existence de telles structures.

Pour éliminer ces différences, il reste à adapter nos outils (ETLA) à des problèmes de modélisation hors symétrie sphérique, incluant des structures azimuthales dans des vents ayant plus ou moins une forme de disque.

3.6 Publication A&A

Bouret J.-C., Catala C., 1998, "Multi-line analysis of the spectra of Herbig Ae/Be stars", 340, 163

Multi-line analysis of the spectra of Herbig Ae/Be stars*

J.-C. Bouret¹ and C. Catala¹

Laboratoire d'Astrophysique de Toulouse, CNRS UMR 5572, Observatoire Midi-Pyrénées, 14, avenue Edouard Belin, F-31400 Toulouse, France

Received 1 July 1998 / Accepted 22 September 1998

Abstract. We present the results of the study of four Herbig Ae/Be stars (AB Aur, BD+46°3471, HD250550, BD+61°154). For each of them, semi-empirical models of the structure of their winds have been constructed; we then calculated the $H\alpha$ line, the Balmer discontinuity, as well as the C IV 1548 Å and Mg II h or k resonance lines. Thanks to comparison with observational data, we have deduced constraints on the parameters of the models, which provide us with a rather good representation of the averaged structure of the winds. Despite of the time variability of these stars, we show that we can gather trustworthy information on the values of the mass loss rates of these stars. It is also shown that models with departure from spherical symmetry are needed to account for the observed shapes of the lines. In addition, radiative losses due to several transitions (lines and continua) of hydrogen have been evaluated, in order to gain more insight in the energy sources that generate the observed activity of these stars.

Key words: stars: atmospheres – stars: individual: AB Aur – stars: individual: BD+46°3471 – stars: individual: BD+61°154 – stars: individual: HD 250550 – stars: pre-main sequence

1. Introduction

One of the major problems raised by the Herbig Ae/Be stars is the strong activity they exhibit. Indeed, most of them present spectral signatures of the presence of heated layers in their outer atmosphere, such as emission lines, lines of highly ionized species, X-ray emission (Catala et al. 1986a, Hamman & Person 1992, Zinnecker & Preibisch 1994; Bouret et al. 1997). Furthermore, PCygni profiles of Mg II h and k and of hydrogen Balmer lines are often observed, these profile being characteristic of stellar winds. These winds and activity phenomena remain unexplained in the Herbig Ae/Be stars.

Send offprint requests to: J.-C. Bouret (bouret@obs-mip.fr)

* Based on observations with the Bernard Lyot 2m telescope at Pic du Midi Observatory, France, the archives of the International Ultraviolet Explorer (IUE) collected at the Villafranca Satellite Tracking Station of the European Space Agency, and the archives of the Hubble Space Telescope, collected at the Space Telescope Science Institute in Baltimore.

Convection is unlikely to play a decisive role, since according to the theory of stellar evolution (Iben 1965, Gilliland 1986, Palla & Stahler 1993), pre-main sequence stars with intermediate masses ($2-5M_{\odot}$) and spectral types A or B, possess at the best very thin outer convection zones.

One commonly invoked explanation for the wind and active phenomena of the Herbig Ae/Be stars is linked to a circumstellar accretion disk (Corcoran & Ray, 1998). Such a disk may indeed drive a radiative wind with adequate mass loss rates and terminal velocities, as suggested by Proga et al. (1998) and Drew et al. (1998). Moreover, the release of the disk gravitational energy in a boundary layer at the stellar surface may be the source of the observed active phenomena; this mechanism was first proposed to explain the Balmer excess of classical T Tauri stars (Bertout et al. 1988, Kenyon & Hartmann 1987).

However, the presence of accretion disks around the Herbig Ae/Be stars is controversial. The disk model invoked by Hillenbrand et al. (1992) to account for the infrared excesses of the Herbig Ae/Be stars has been criticized by Berrilli et al. (1992) and Hartmann et al. (1993), who explain the observed IR excesses with spherical dust envelopes. More recently Pezzuto et al. (1997) showed that the spectral energy distribution of a large group of Herbig Ae/Be stars is well explained by a spherically symmetric model for matter distribution, the dust being constituted by noncrystalline particles. Böhm & Catala (1993), then Ghandour et al. (1994) found no significant optical veiling on the spectra of a sample of Herbig Ae/Be stars, while circumstellar disks with the accretion rates derived from the model of Hillenbrand et al. (1992) would inevitably produce one. Finally, Böhm & Catala (1994) and Corcoran & Ray (1997) observed that those Herbig Ae/Be stars that are less deeply embedded in their parental cloud exhibit symmetric and unshifted forbidden [O I] lines, in contrast to the majority of classical T Tauri stars or the deeply embedded Herbig Ae/Be stars, which show strongly asymmetric and blueshifted forbidden lines. Such asymmetries and blueshifts are interpreted as evidence for an optically thick accretion disk that hides the receding half of a wind in which the forbidden lines are formed (Appenzeller et al. 1983, Appenzeller et al. 1984). The conclusion is thus that at least a large fraction of the Herbig Ae/Be stars, including many stars with strong winds and active phenomena, do not possess such ac-

cretion disks, and therefore that the source of their winds and activity must be looked for elsewhere.

Deuterium burning in a subsurface shell may entertain a convection zone, which itself may produce a dynamo-generated magnetic field responsible for the observed active phenomena (Palla & Stahler, 1990, 1991, 1992, 1993). However, since deuterium burning occurs on a much shorter timescale than the pre-main sequence timescale at these masses, it is necessary to invoke continuous accretion of fresh deuterium at a very high rate to account for the observation of active phenomena in the majority of the Herbig Ae/Be stars. Because of the poor observational evidence for accretion disks in these stars, this model thus suffers from the same difficulties as the disk wind and boundary layer activity models.

Finally, a model has been proposed by Vigneron et al. (1990), then revisited by Tout & Pringle (1995), and completed recently by Lignières et al. (1996), in which rotational braking of the star via a strong stellar wind excites turbulent motions below the star's surface. These turbulent motions would be responsible for a dynamo that generates the magnetic field needed to sustain activity.

Whatever the ultimate source of energy responsible for the winds and activity of the Herbig Ae/Be stars, there is growing evidence that magnetic fields play an important role in controlling these phenomena. First of all, rotational modulation of lines formed in the wind of several Herbig Ae/Be stars was reported (Praderie et al. 1986, Catala et al. 1986b, Catala et al. 1989, Catala et al. 1991, Beskrovnaya et al. 1995, Böhm et al. 1996). This modulation is interpreted in terms of corotating streams controlled by a surface magnetic field. Second, Donati et al. (1997) have recently reported the direct detection of a surface magnetic field in the southern Herbig Ae star HD 104237.

It has been suggested that the corotating streams responsible for the rotational modulation also give rise to corotating interaction regions (CIRs), similar to those of the solar wind (Catala et al. 1986b); in that case, they could also explain the X-ray emission that has been reported by Zinnecker & Preibisch (1994) from ROSAT observations. The X-ray flux would be produced in the CIRs, resulting from shocks between fast and slow streams, these shocks heating the gas up to temperatures of several million degrees.

Clearly a better knowledge of the wind structure of a sample of Herbig Ae/Be stars is needed to constrain the mechanisms responsible for driving the wind and heating the chromosphere. In particular, reliable estimates of the mass loss rates, of the radiative losses, as well as constraints on the velocity law and on the detailed structure of the chromospheric regions would provide quantitative tests for the theoretical models of these stars. Such is the goal of the present paper.

Most of the lines that are clues for activity (e.g. Si IV, C IV, He I 5876 Å) present similar shapes in many Herbig Ae/Be stars, which suggests that similarities exist in the structure of their winds. In particular, for all stars belonging to the PCygni subclass, i.e. displaying a P Cygni profile at $H\alpha$ (Finkenzeller & Mundt, 1984), the model proposed by Catala & Kunasz (1987) for AB Aur's wind, seems to be very promising. This semi-

empirical model includes mass loss, a deep extended chromosphere and a cooler outer region, both expanding. In this paper, we extend the same type of models to three other stars of the P Cygni subclass.

Sect. 2, is devoted to the description of the selection of the stars sample, and to a brief presentation of the observational material available, including a discussion of the line variability. In Sect. 3 we present the atmospheric model we have used, the atomic model and the method of solution of the transfer equation. Sect. 4 deals with the analysis of the influence of each parameter of the model and Sect. 5 presents the results of the study for each one of the four stars. In Sect. 6 we discuss some properties of the model for these stars. Finally a general conclusion is given in Sect. 7.

2. Observational background

2.1. Selection of the star sample

The stars for this analysis were selected according to two major criteria: (i) presence of a P Cygni profile at $H\alpha$, and (ii) measured Balmer discontinuity.

The first criterion ensures that the star is losing mass through a stellar wind; the other types of $H\alpha$ profiles exhibited by the Herbig Ae/Be stars (single- and double-peaked emission) are ambiguous and may indicate other types of circumstellar environment and therefore are not suited to the analysis presented here. In addition, Catala et al. (1986a) have shown that Herbig stars with a P Cygni profile at $H\alpha$ have similar profiles in other lines probing various regions of their winds. The structures of these winds are therefore basically similar, and may be represented by a single class of models.

The second criterion is based on a previous study of the wind of AB Aur by Catala & Kunasz (1987), which showed that the Balmer discontinuity in Herbig Ae/Be stars is very sensitive to the temperature and electron density at the base of the wind, and therefore provides very powerful constraints on the wind structure when used in conjunction with $H\alpha$ and other line profiles.

Only six stars meet these criteria: AB Aur, BD+46°3471, HD250550, BD+61°154, Z CMa, and MWC 1080. Of these, Z CMa is now known to be a binary system in which the optical component is a FU Orionis star (Koresko et al. 1991, Leinert et al. 1997), while MWC 1080 is also a binary system (Shevchenko et al. 1994), with controversial spectral types for the two components (Cohen & Kuhl 1979, Yoshida et al. 1991). Our models are not suitable for such configurations, and we therefore removed these stars from our sample. The basic stellar parameters for the four remaining stars are listed in Table 1, together with the measured Balmer discontinuities (Garrison, 1978).

In addition to $H\alpha$ and Balmer discontinuity, we introduced in this analysis the modelling of the Mg II h & k and C IV resonance lines, when available. These UV lines are sensitive to the location, size and temperature of the chromosphere at the base of the wind, as demonstrated in the case of AB Aur by Catala et al. (1984), and Catala (1988).

Table 1. Stellar parameters and Balmer discontinuities. (1) Hillenbrand et al. 1992, (2) Garrison 1978, (3) Böhm & Catala 1993

Star	Sp. Type	$\log T_{eff}$	R_* (R_\odot)	$\log(g)$	D_B
AB Aur	A0 (3)	4.0 (3)	2.5 (3)	4.1 (3)	$+1.4 \pm 0.05$ (2)
BD+46°3471	A0 (1)	3.99 (1)	11.3 (1)	4.5 (2)	$+1.08 \pm 0.08$ (2)
HD250550	B7 (1)	4.09 (1)	3.5 (1)	4.6 (2)	$+1.00 \pm 0.05$ (2)
BD+61°154	B8 (1)	4.05 (1)	4.8 (1)	4.2 (2)	$+0.29 \pm 0.08$ (2)

2.2. Observational material

2.2.1. The $H\alpha$ line

For BD+61°154 and HD250550 we used $H\alpha$ line profiles obtained in 1991 with the MUSICOS spectrograph (Baudrand & Böhm 1992) at the Telescope Bernard Lyot (2m), at the Pic du Midi observatory. As regards AB Aur, we constructed an averaged $H\alpha$ profile by summing spectra recorded during the 1996 MUSICOS campaign (Catala et al. 1998). Concerning the reduction of the spectra, the reader is referred to Böhm & Catala (1993) for more details. We used for BD+46°3471 a profile recorded in 1983 at CFHT (see Catala et al. 1986a).

For comparison between the observed spectra and the synthetic one, each spectrum was adjusted to the frame of the interstellar Na I D lines, assumed to be identical to the star's rest frame (Böhm & Catala, 1993; Finkenzeller & Jankovics, 1984).

2.2.2. The Mg II h and k UV lines

IUE long wavelength spectra of AB Aur were recorded in 1992 before the MUSICOS campaign of the same year, while for HD250550 and BD+46°3471, IUE long wave observations were obtained in January 1984 and January 1983 respectively. We used the Mg II resonance lines of these three stars in our analysis, which all exhibit a P Cygni profile. The continuum was placed interactively in two line-free spectral regions (2758 Å and 2844 Å). The interstellar Mg I λ 2852.13 Å, appearing on the spectra, was used as reference for the wavelength scale.

2.2.3. The C IV 1548 Å line

For the C IV resonance doublet of AB Aur, we used observations with GHRS aboard the Hubble Space Telescope, obtained in 1996 (Bouret et al. 1997). HD250550 was observed with IUE in 1985. The continuum used for normalization was placed by hand, using the same procedure as that used by Catala & Talavera (1984). Because of the presence of many broad lines around the C IV resonance doublet (not seen on IUE spectra because of the lower resolution, but clearly visible on GHRS spectrum of AB Aur), this normalization is uncertain, possibly affecting the comparison with the synthetic profiles. The C IV resonance lines of both AB Aur and HD250550 are purely in absorption.

No high resolution UV spectra are available for BD+61°154.

Table 2 summarizes all the observational data at our disposal.

2.3. Variability

Repeated observations have shown that the lines used in this analysis are variable in Herbig Ae/Be stars. The absorption component of the $H\alpha$ PCygni profile of AB Aur, BD+46°3471 and HD 250550 is highly variable on time scales from hours to months (Böhm et al. 1996, Beskrovnaya et al. 1995), and sometimes even disappears to leave the $H\alpha$ line as a single emission (Shevchenko 1991, Beskrovnaya et al. 1991, 1995, Pogodin 1992, 1994,). The emission component of $H\alpha$ is also variable on similar time scales, although at a much lower level (Böhm et al. 1996, Catala et al. 1998, in preparation). Comparisons of $H\alpha$ line profiles of AB Aur obtained at different dates indicate that variations of the emission intensity are much less important than those of the absorption component (Catala & Kunasz 1987).

The absorption component of the Mg II resonance lines in the same three stars is always present, but shows strong variability both in its width and depth, modulated with the star's rotation in the case of AB Aur (Praderie et al. 1986). At the same time, the Mg II emission component shows intensity variations of the order of only 12%.

The C IV resonance lines of AB Aur, always in absorption, also exhibit important width and depth variations (Catala & Talavera 1984; Catala et al. 1986a; Bouret et al. 1997).

This variable behavior indicates a complex wind structure. In particular, the rotational modulation of the absorption component of the Mg II lines of AB Aur (Praderie et al. 1986), and possibly that of the C IV resonance lines (Catala et al. 1986a) was interpreted in terms of co-rotating azimuthal structures in the wind. Other models, like those of Pogodin (1990, 1992), involve a variable latitudinal dependence of the wind structure, and can explain the drastic changes observed in the $H\alpha$ absorption component. It is therefore very likely that the winds of the Herbig Ae/Be stars are neither spherically symmetric nor stationary, and their modelling by our time-independent, spherically symmetric models is only intended to bring information on the wind average properties.

The emission components of the $H\alpha$ and Mg II P Cygni profiles seem to vary much less than the absorption components. Catala et al. (1984) and Catala & Kunasz (1987) have shown that they are formed in very extended regions of the wind, and therefore can provide average information of the wind structure. On the other hand, absorption components of P Cygni profiles are formed in the parts of the winds that are projected on the stellar surface from the observer's point of view, and encompass only a small volume. Absorption components are therefore expected to be very sensitive to local variations in density, temperature and velocity on the line of sight to the observer, while emission components are more likely to represent average wind properties. We have therefore restricted the following analysis to the detailed interpretation of the $H\alpha$ and Mg II emission components, assuming that the absorption components of these lines cannot provide useful information in the framework of our stationary, spherically symmetric model. We have also made sure that our model can reproduce the presence in absorption of the

Table 2. Summary of observational data: (1) Averaged profile from the MUSICOS 1996 campaign. (2) GHRS/HST spectrum (Bouret et al. 1997). (3) Profile from IUE, recorded for the MUSICOS 1992 campaign. (4) Profiles from MUSICOS at TBL/Pic du Midi (Böhm & Catala 1994). (5) Profiles from IUE archives. (6) CFHT profile from Catala et al. (1986a)

star	AB Aur		HD250550		BD+46°3471		BD+61°154	
	Date	Instr.	Date	Instr.	Date	Instr.	Date	Instr.
$H\alpha$	Nov. 96	MUS. (1)	Oct. 91	MUS (4)	Sep. 83	CFHT (6)	Oct. 91	MUS (4)
C IV	Feb. 96	GHRS (2)	Jan. 85	IUE (5) SWP 24984	–	–	–	–
Mg II	Oct. 92 LWP 24207	IUE (3)	Jan. 84	IUE (5) LWP 2663	Jan. 83	IUE (5) LWP 1768	–	–

C IV resonance lines, without attempting a detailed fit of their profiles, for the same reasons.

3. The wind model and the solution of the radiative transfer equation

3.1. The atmospheric model

Following Catala et al. (1986a), we have assumed a similar wind structure for the stars of our sample, and therefore we can use the same type of model as that of Catala & Kunasz (1987) for AB Aur. We only recall here the basic properties of these models. We assume a steady state non-rotating atmosphere and we consider spherically symmetric winds with a velocity law monotonically increasing outward. The latter is given as linear function of the radial distance r from the stellar center. The base of the wind is connected with a classical photosphere model (Kurucz) in radiative and hydrostatic equilibrium at the point where the temperature law in the photosphere reaches a specified minimum $T_{min} < T_{eff}$.

The temperature law in the wind allows to describe a chromospheric temperature rise, and to make its location and its size vary. Four free parameters (T_0 , T_{max} , Δ_1 , Δ_2) govern this temperature law, which is expressed by:

$$T(r) = \begin{cases} T_0 + (T_{max} - T_0) \exp \left[-4 \ln 2 \frac{(r - R_{ch})^2}{\Delta_1^2} \right] & \text{if } R_{ph} \leq r \leq R_{ch} \\ T_0 + (T_{max} - T_0) \exp \left[-4 \ln 2 \frac{(r - R_{ch})^2}{\Delta_2^2} \right] & \text{if } R_{ch} < r \end{cases} \quad (1)$$

The maximum temperature is reached in the chromosphere at the point R_{ch} defined by:

$$R_{ch} = R_{ph} + \frac{\Delta_1}{2(\ln 2)^{1/2}} \left[\ln \left(\frac{T_{max} - T_0}{T_{eff} - T_0} \right) \right]^{1/2} \quad (2)$$

R_{ph} being the photospheric radius, while Δ_1 and Δ_2 control respectively the position of the maximum temperature, and the chromospheric extension.

Outside the chromospheric region, the temperature of the wind decreases until it reaches its terminal value T_0 ; the wind therefore ends up with an isothermal cool region.

Finally, another important parameter of the model is the Doppler random velocity v_D which describes turbulent motions

in the wind; this parameter acts as a non thermal broadening component in the intrinsic line profile.

3.2. Solution of the transfer equation for a multi-level atom

For the solution of the transfer equation, we used the method of the equivalent two-level atom (ETLA) in the co-moving frame introduced by Mihalas & Kunasz (1978). A full description of ETLA has been given in Catala & Kunasz (1987). In a first step, ETLA solves the transfer equation together with the equations of statistical equilibrium for three successive ionization stages, in the co-moving frame formulation. Once this step has been performed, calculations in the observers's frame give the emergent flux in the transitions we are interested in, as well as many other physical quantities, like the continuum flux and thereby the value of the Balmer discontinuity, which can directly be compared to observations.

3.3. The atomic models

The atomic model that we have used for hydrogen is made of six bound levels and one continuum, and is identical to that used by Catala & Kunasz (1987); we refer the reader to this paper for more information about the atomic data, and expressions for the transition rates (radiative+collisional).

We have used the same atomic model for carbon as Catala (1988), which includes three levels for C III, two levels for C IV and one continuum level for C V.

For the computation of the Mg II lines, we have introduced five levels for Mg I, seven levels for Mg II, and one continuum level for Mg III. Compared to the model of Catala et al. (1984) in which Mg II is treated as a two level atom, our work represent a real improvement, for both the atomic transitions and the ionization equilibrium are treated in a consistent way. Furthermore, this new model allows us to compute resonance lines to highly excited levels (e.g the $3s-4p \lambda 1240.1 \text{ \AA}$ resonance line seen in AB Aur's spectrum), and subordinate lines as well. For Mg II and C IV, the intrinsic line profiles have been assumed Gaussian (in the atomic rest frame), the width of these profiles being calculated from the Doppler random velocity given in the wind model. On the other hand, we have introduced the calculation of the Stark's wings for the $H\alpha$ line, in the observer's frame step.

5. Detailed comments on individual stars

In the following, we present the detailed results we have obtained when modelling the winds of the four stars presented above.

5.1. AB Aur

Although this star has been fully studied in the past years, we decided to include it in our sample for the following reasons:

1. The first evaluation of the wind structure was made by modelling Mg II as a two level system. We are now able to perform more accurate calculations of the formation of Mg II lines and continua, in the ETLA approach.
2. We have now at our disposal a mean $H\alpha$ profile, averaged over several rotational periods (from the 1996 MUSICOS campaign, Catala et al. 1998). Such an average profile is perfectly suited for our time-independant, spherically symmetric model of the average wind structure of AB Aur. We are also able to compute the Stark wings of this line which constitutes a significant progress compared to the study of Catala & Kunasz (1987), since it is likely to bring new constraints on the wind structure.
3. The high quality data of the C IV resonance doublet spectral region from HST show without a doubt that the C IV 1550 Å line has no emission component on its red side, which was controversial on older IUE data. This is a strong observational constraint on the temperature run within the chromosphere.

Moreover, AB Aur is spectroscopically variable and it may be useful to investigate what changes in its wind structure are witnessed by the profile variations; for instance, the emission component of $H\alpha$ has changed by almost 100% between 1987 and 1996. The same kind of dramatic changes occurred for the Mg II emission component, which changed from $F/F_c=1.9$ to $F/F_c=2.3$; the blue edge of the absorption component indicates terminal velocities of about $V_S = 430 \text{ km.s}^{-1}$, quite different from that given by the profiles recorded in 1981 ($V_S = 380 \text{ km.s}^{-1}$). On the spectrum displayed here, the absorption component is almost saturated, contrary to the one presented in Catala et al. (1986a), which implies that the absorption on the line of sight was drastically increased between the two dates of observation (1982 and 1992). Concerning the C IV resonance doublet, we measured a maximum blueward displacement with respect to the rest wavelength of $\Delta V = -260 \text{ km.s}^{-1}$, about the same as the one shown in Catala & Talavera (1984). We did not try to fit the profile of this line, which would constitute an overinterpretation of the model, but rather used its continuous presence in pure absorption to fix constraints on the maximum of temperature and the size of the chromosphere (see Catala 1988).

We represented the underlying photosphere of this star by a Kurucz model with $\log(g)=4$, and $T_{\text{eff}}=10000\text{K}$ (Böhm & Catala 1993). Figs. 1–3 present comparisons of computed and observed line profiles for $H\alpha$, Mg II k and C IV 1548 Å lines respectively. The agreement between our calculations and the

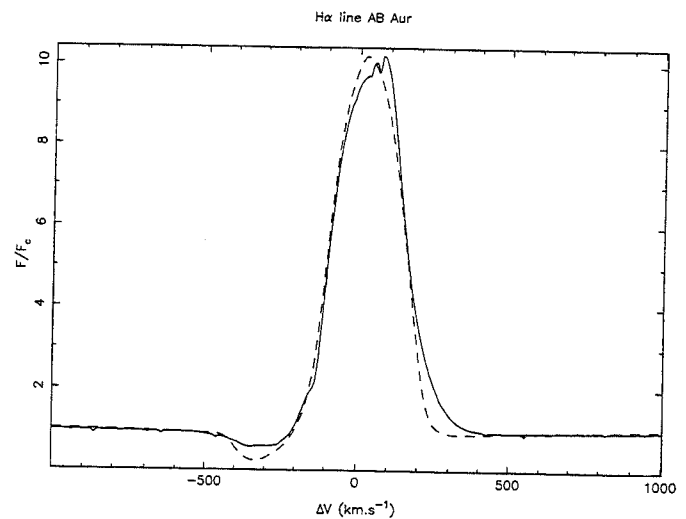


Fig. 1. Observed profile of the $H\alpha$ line (full line), and synthetic $H\alpha$ profile (dashed line) computed for best fit model for AB Aur.

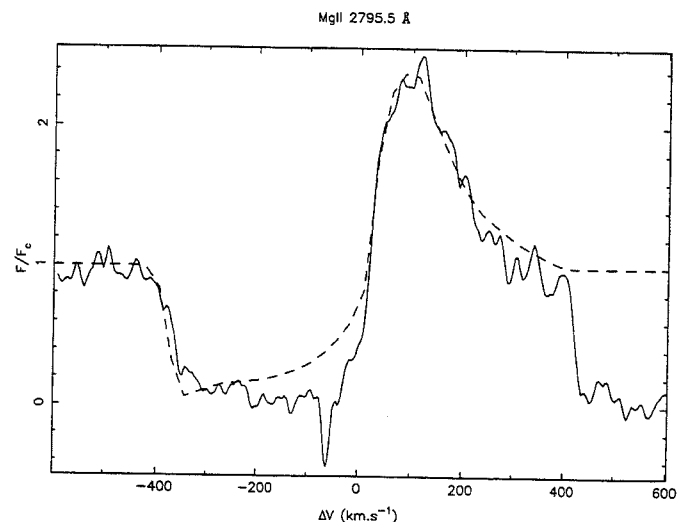


Fig. 2. Observed profile of the MgII k line (full line), and synthetic profile (dashed line) computed for best fit model for AB Aur.

observations is acceptable for the emission component of the $H\alpha$ line and the Mg II lines. The Stark wings of $H\alpha$ which we have checked are formed in the photosphere underlying the wind are also well reproduced by our model.

The computed C IV line appears in pure absorption. Since the localization of the continuum is not known in the HST spectrum, we can consider that the agreement between the synthetic and the observed spectrum is satisfactory.

The time variation observed in the line profiles detailed above are likely to be the manifestation of changes occurring in the wind structure. In order to achieve the best agreement with the data set at our disposal, we had to change slightly the values of the parameters of the best fit model found by Catala & Kunasz (1987). It can be seen in Table 5 that in the present model, the chromosphere is located further out in the wind than in their model, with an outer region hotter; on the other hand, the

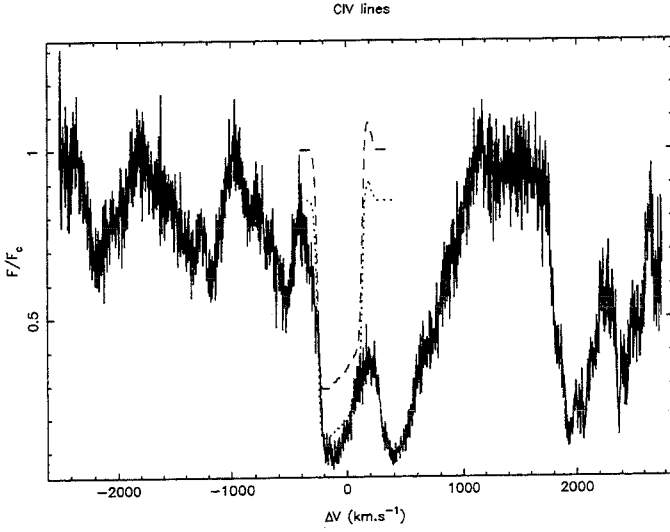


Fig. 3. Observed profile of the CIV line (full line), and synthetic profile (dashed line) computed for best fit model for AB Aur; the dotted line is the “best fit model” scaled for a lower continuum

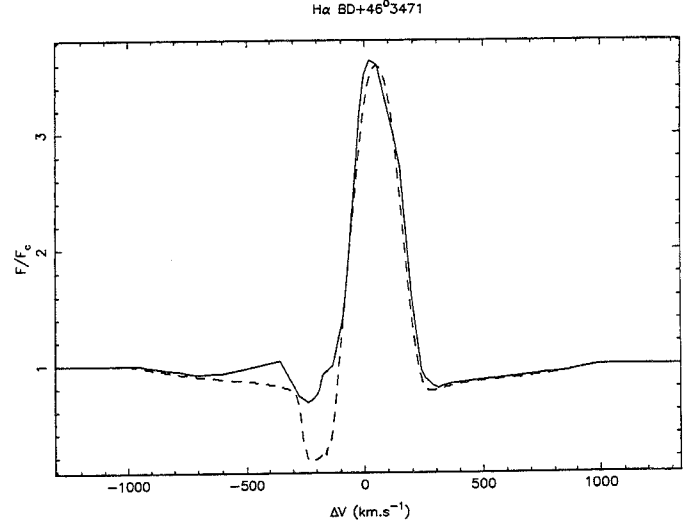


Fig. 4. Observed profile of the $H\alpha$ line (full line), and synthetic $H\alpha$ profile (dashed line) computed for best fit model for BD+46°3471.

Table 5. Parameters deduced from the best fit models.

Parameters	AB Aur	BD+46°3471	HD250550	BD+61°154
Δ_1	0.17	0.08	0.09	0.09
Δ_2	1.5	1.2	1.7	1.0
$T_{max}(K)$	17000	19000	20000	22000
$T_0(K)$	4800	4850	4320	3850
$v_D(km/s)$	45	40	20	10
D_B	1.43	1.06	1.01	0.30
$\dot{M}(M_\odot \cdot yr^{-1})$	1.8×10^{-8}	$8. \times 10^{-8}$	$3. \times 10^{-8}$	4.6×10^{-8}

maximum temperature as well as the chromospheric extension and the Doppler velocity remain the same which suggests that these quantities may be stable on a period spanning over at least twelve years.

The best fit model presented here has $\dot{M} = 1.8 \times 10^{-8} M_\odot \cdot yr^{-1}$; this is about half the value found by Nisini et al. (1995) ($\dot{M} = 3.3 \pm 0.01 \times 10^{-8} M_\odot \cdot yr^{-1}$) (see Sect. 6.2 for a discussion of this difference), but it is of the same order as the value inferred by Skinner et al. (1993) from radio measurements. The method described in Sect. 4.2 yields lower and upper limits on \dot{M} presented in Table 4.

Recently, observations with the Hubble space telescope have shown that N V is present in the wind of AB Aur (Bouret et al. 1997). It is not possible to explain these observations with the models we have used in the present study. Bouret et al. (1997) showed that the observed N V lines can be formed in corotating interaction regions (CIRs) bounded by a pair of shocks, where temperatures ranging all the way up to 10^7 K can exist. These CIR can explain at the same time the observed X-ray emission of AB Aur (Zinnecker and Preibisch 1994).

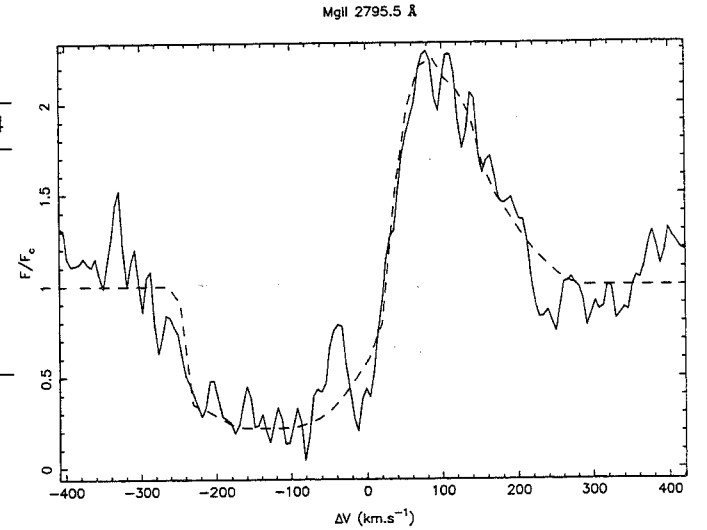


Fig. 5. Observed profile of the MgII k line (full line), and synthetic profile (dashed line) computed for best fit model for BD+46°3471.

5.2. BD+46°3471

A Kurucz model with $\log(g)=4.5$ and $T_{eff}=9500K$ consistent with the data compiled in the literature (see Table 1) was used to represent the photosphere of this star. Figs. 4 and 5 present the observed profiles of the $H\alpha$ and Mg II line 2795.5 Å lines, over which we plotted our synthetic profiles, for the best fit model. Clearly the agreement is good for the Mg II line and for the emission component of $H\alpha$. The observed small blueshifted emission component cannot be reproduced in the frame work of our models and we comment on it in Sect. 6.1. The shape of the Stark wings is in agreement with the observed one. We also checked that they also match those obtained with the Kurucz model chosen to model the photosphere of this star. As for AB Aur’s case, we conclude that these wings are formed within the photosphere, where the temperature is decreasing outside.

Despite the time variability of the lines (e.g Catala 1987 reports variations of about 10% rms over five nights for $H\alpha$), our approach allows us to gain information on the global structure of the wind of this star thanks to the emission component which is produced in the major part of the wind. The model that gives the best agreement between the synthetic and the observational profiles gives therefore a rather good representation of at least some characteristics of the wind. The mass loss rate given by this model is $\dot{M} = 8.0 \times 10^{-8} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$; this value is intermediate between the result given by Nisini et al. (1995) i.e. $\dot{M} = 9.6 \pm 0.13 \times 10^{-8} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$, and the measure by Skinner et al. (1993) ($\dot{M} \leq 6.5 \times 10^{-8} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$). As for AB Aur, lower and upper limits of the mass loss rate are listed in Table 4. Whithin these limits, we are able to obtain good fits of the profiles recorded at different dates, particularly for the $H\alpha$ emission component. Finally as for AB Aur, the observed X-ray emission of BD+46°3471 (Zinnecker & Preibisch 1994) may perhaps be due to corotating interaction regions.

5.3. HD250550

The Kurucz model for HD250550 has: $T_{\text{eff}} = 12000\text{K}$ and $\log(g)=4.5$. The Mg II resonance lines of this star were shown to be variable on periods of a few months (Catala et al. 1986a) and the Ca II K line exhibit a short-term variability of a few hours (Catala et al. 1989). The PCygni profiles of the $H\alpha$ line that have been observed in this star in the last years are highly variable and often present complex structures. On the other hand, they exhibit some features that are always observed on all the spectra; particularly, photospheric wings are absent from all these spectra, which is explained by the fact that the wings are probably formed within the wind, in the temperature minimum region where the temperature is slowly varying or is constant. Calculating the Stark wings of $H\alpha$ with ETLA, we have checked that no photospheric wings are seen if the adjacent continuum de-thermalizes only in the region of the minimum of temperature or in a region of constant temperature above this minimum. The comparison between the physical spectrum and the synthetic one, (Fig. 6) shows a rather good agreement, at least for the emission component.

Concerning Mg II, Fig. 7 presents the IUE spectrum of the whole doublet because this star behaves quite differently from AB Aur and BD+46°3471. The k line emission component is always weaker than the h one, in spite of a higher oscillator strength. The reason may be found in the blend of the k line emission with the absorption component of the h line and the $\lambda 2798 \text{ \AA}$ line. In Fig. 7, it is clear that the $\lambda 2791 \text{ \AA}$ subordinate line of Mg II is strongly blueshifted (95 km.s^{-1}); this phenomenon probably concern the $\lambda 2798 \text{ \AA}$ line as well, which in turn would affect the red side of the k line emission component. Such a blueshift indicates that these subordinate lines are formed whithin the wind rather than in the photosphere, contrary to what seems to happen in AB Aur and BD+46°3471.

ETLA being unable to treat line blends, the fitting of the emission component of the k line would be physically meaningless. Thus, we chose to model the h component (2802 \AA) which

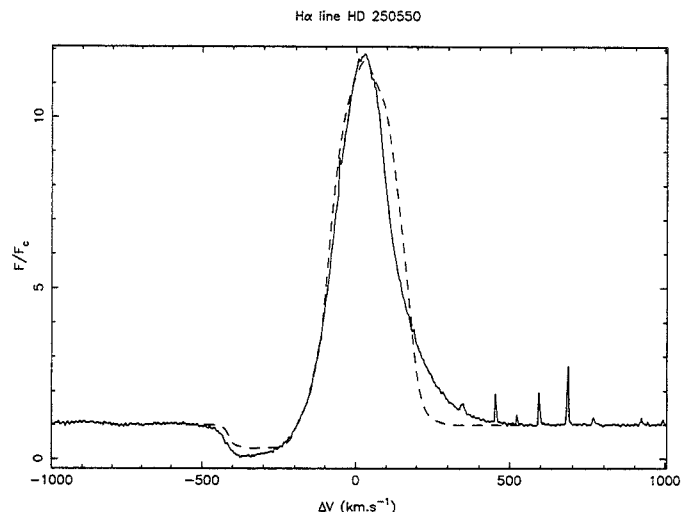


Fig. 6. Observed profile of the $H\alpha$ line (full line), and synthetic $H\alpha$ profile (dashed line) computed for best fit model for HD250550.

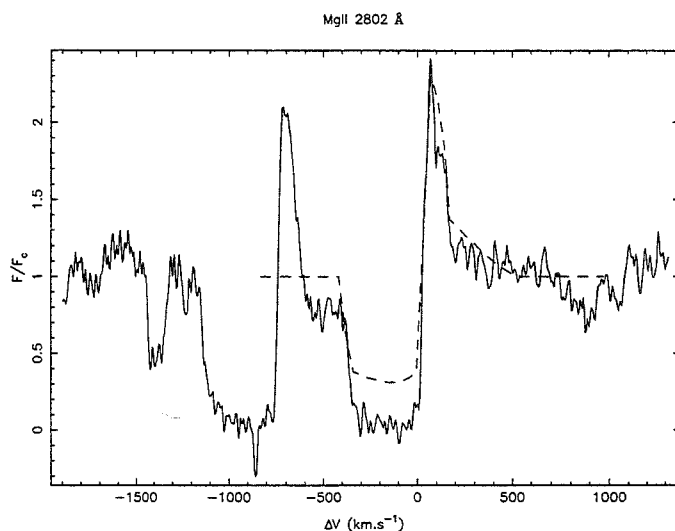


Fig. 7. Observed profile of the MgII h line (full line), and synthetic profile (dashed line) computed for best fit model for HD250550.

is clearly unaffected by the presence of blends. The agreement between the IUE spectrum and the synthetic profile obtained with the parameters set deduced from $H\alpha$ fitting is quite satisfactory, at least for the emission (see Fig. 7). On the other hand, we did not succeed to fit the absorption troughs (as expected). As regards the C IV line at 1548 \AA , we present the result of the computation with the parameters deduced from the study of $H\alpha$ and Mg II h line in Fig. 9; the computed profile is not very different from the observed one considering the uncertainty on the adjacent continuum, and presents no emission on its red side, like in AB Aur's case.

The mass loss rate given by the best fit model is $\dot{M} = 3. \times 10^{-8} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$. This star was observed by Skinner et al. (1993) who found $\dot{M} \leq 5.1 \times 10^{-8} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$, a result consistent with our calculations.

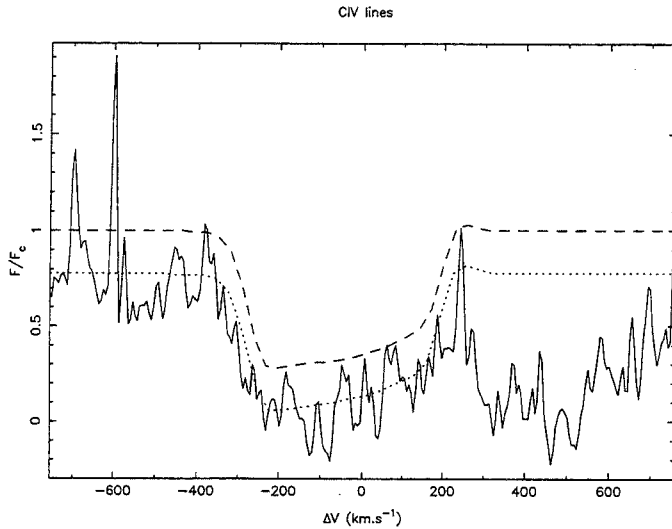


Fig. 8. Observed profile of the C IV line (full line), and synthetic profile (dashed line) computed for best fit model for HD250550; cf Fig. 3 for the dotted line.

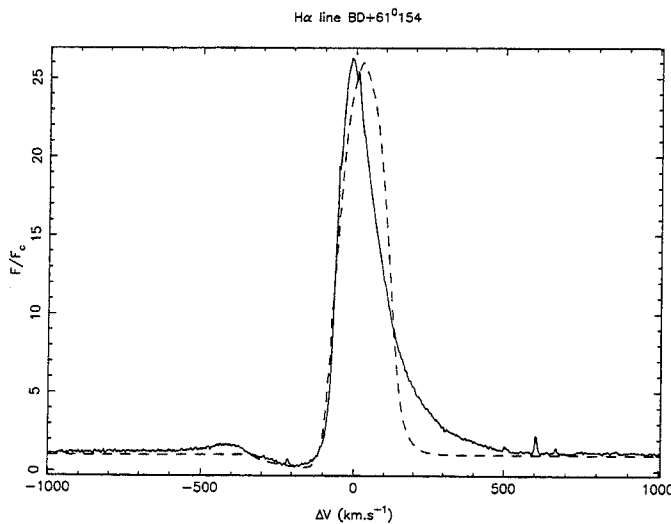


Fig. 9. Observed profile of the $H\alpha$ line (full line), and synthetic $H\alpha$ profile (dashed line) computed for best fit model for BD+61°154.

5.4. BD+61°154

The photosphere of this star is given by a Kurucz's model with $T_{eff}=11000K$ and $\log(g)=4$. In our sample, this star is the only one for which neither IUE nor HST observations are available. Therefore, the parameters we will deduce from the study will be less reliable than for the other stars. The spectral behaviour of this star is quite complex; if compared to spectra presented by Garrison & Anderson (1977) or by Finkenzeller & Mundt (1984), it is clear that dramatic changes occur in the line shape with time. Such changes witness that the physical conditions prevailing in the line formation region are highly variable, the reason of which is still to be addressed.

The profile shown on Fig. 9 is clearly identified as a PCygni profile of type III, in the Beals classification, with a small emission component on the blue side of the line. A closer look at the shape of the blue and red side of this profile shows that this small emission component is symmetric with the broad red wing of the emission component. We checked that when the wings form in the region where the temperature rises, they appear in emission but this process is not efficient enough to bring them to the observed level. Another mechanism was proposed by Mihalas & Conti (1980) to explain such broad red wing extending very far from the line center and the blue emission component. They suggest that the wind is divided into two distinct regions, one (the deeper) is in corotation with the star, the other is expanding. The superposition of these two motions produce a small emission bump in the blue edge of the line; whether this bump is observed or not depends on the ratio of the rotation velocity to the terminal expansion velocity: if this ratio is greater than one the emission bump is visible otherwise it is blended in the absorption component. The rotation motion also shifts photons from the line center which in turn produce the observed broad line wings. In this framework, the corotation of the envelope is achieved thanks to a global magnetic field, the presence of which is suspected in Herbig Ae/Be stars. However, it would be quite paradoxical that this mechanism would apply for the most slowly rotating star of our sample and would not for stars like HD250550 whose rotation rate is much more important, unless the Alfvén radius is larger in BD+61°154 than in the other stars of the present work. In that case, the angular velocity in the outer parts of the corotating envelope could be large enough to explain the line shape. Pogodin (1990) also suggested that PCygni type III profiles could result from the presence of jets with rigid-body rotation, associated with local magnetic region over the surface of the star. He calculated $H\alpha$ profiles for various position of a jet with respect to the observer and concluded that the shape of the line is modified according the phase of the rotation period of the star with its envelope. Hence, this mechanism also explains the observed variations of the line shape (from PCygni type III to PCygni type II and conversely). Up to now however, our model does not take such structures into account, which explains why it fails to reproduce such a profile (see Fig. 9). No emission is seen on the blue edge of the synthetic profile, and the red wing of the emission component is far from being broad enough. In the same way, it can not produce an emission component as blueshifted, with respect to the rest wavelength, as the observed one. Such profiles are impossible to obtain with spherically symmetric models, which confirms that all the discrepancies are probably caused by strong departures from such a geometry in the wind of BD+61°154. This is why our value of \dot{M} is to be considered with precaution; we have found: $\dot{M} = 4.6 \times 10^{-8} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$; however, variations are allowed (see Table 4), as determined with the method exposed in Sect. 2.4. The value from the best fit model is much lower than that proposed by Nisini et al. (1995), namely $\dot{M} = 1.7 \times 10^{-7} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$, (obtained from the study of H I infrared lines), but it agrees with that inferred from the radio survey performed by Skinner et al. (1993), namely $\dot{M} \leq 5.9 \times 10^{-8} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$.

6. Discussion

6.1. The absorption components

Because of the extreme sensitivity of the absorption components of PCygni profiles on variations of the physical conditions or geometry of the wind, it is not possible to infer valuable information from their modelling with spherically symmetric and homogeneous models. The results we obtained in the present study can be ordered as follow, if restricted to the $H\alpha$ line: for two stars (AB Aur and BD+46°3471) the synthetic absorption trough is deeper than the observed one, while it is the contrary for HD 250550. On the other hand this agreement seems rather satisfactory in the case of BD+61°154.

Two stars of our sample, namely BD+46°3471 and BD+61°154 exhibit a small emission component on the blue side of the line; in one case (BD+46°3471) this emission is blended in the Stark wings of $H\alpha$, while in the other case this emission clearly confer to the line a PCygni type III in the Beals classification. Nevertheless, the two others stars have often shown this kind of behaviour in the past (see e.g. Catala et al. 1986a). The model presented by Pogodin (1990) (see Sect. 5.4) to explain the episodic appearance of this emission could therefore be applied to all the stars studied presently. In BD+46°3471's case, we did not try to obtain a blue-shifted emission component by imposing to the radiation field to be thermalized up to the region of the chromosphere where the temperature is rising, as we did for BD+61°154. Indeed, the profile in the first case is clearly not symmetric, the secondary emission being not seen on the red side of the line. This emission being extremely local, it may be formed in a thin region of the wind moving towards us, as suggested by Pogodin's model (1990).

BD+46°3471 surely possesses a highly anisotropic wind. Indeed, the vanishing of the absorption component of $H\alpha$, that has been often observed (Garrison & Anderson 1977, Böhm & Catala 1993) implies that our basic assumption of a steady state and spherically symmetric model is unsupported. It is impossible with such a model to avoid an absorption to form. On the other hand, a model like Pogodin's one (1992) succeeds in explaining such a behaviour for the absorption. In this model, the wind is confined at low latitudes, but this confinement is variable. Each time the line of sight intercepts the flow, a PCygni profile is formed. When the opening angle is small enough, the line of sight does not intercept the flow anymore and a single peaked emission is observed. In this framework, we can interpret our situation as follow: at the epoch when the spectra we used were recorded, the opening angle of the wind was large enough for the line of sight to intercept the flow; a PCygni profile is then observed, which is consistent with both the Mg II spectrum and the $H\alpha$ profile. A few years later (see for example Böhm & Catala 1993), the situation is reversed and no PCygni can be observed.

Another interesting fact is that for HD250550, the observed absorption is deeper than the synthetic one for $H\alpha$ as well as for Mg II. In both cases we checked that the observed absorption is saturated. Obviously, an homogeneous model is unable to pro-

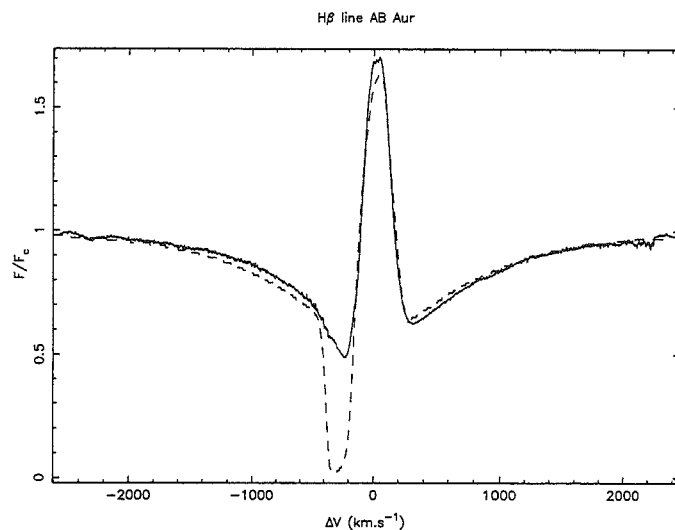


Fig. 10. Observed profile of the $H\beta$ line (full line), and synthetic $H\beta$ profile (dashed line) computed for best fit model for AB Aur.

duce such a deep absorption; indeed, in such a case, a number of photons are scattered towards the observer and then fill in the absorption component, which therefore can not be as deep as the observed one. The observed saturation may be an argument in favour of the interpretation of the cyclical variability of HD250550 in terms of the alternance of streams on the line of sight (on which the absorption is formed) which locally increase the opacity of the medium. As the star rotates, the streams wind up around it and the line of sight may intercept several of them, giving rise to several resonance regions (regions with the same projected velocity); the probability that photons escape is thus lowered. This changes the depth of the absorption component of the PCygni profile. This model had already been proposed by Catala et al. (1991) in order to interpret the periodic variations detected in the short-term variability in the Ca II K line.

6.2. Application to other lines

If our models are correct, they must be able to explain the presence and the shape of every lines in the spectra of our program stars. This is in fact the case for the $H\beta$ line, whose synthetic profile is compatible with the observed one, at least for the emission component and the Stark wings. Fig. 10 compares our synthetic profile with the observed $H\beta$ profile averaged over several days during the MUSICOS 96 campaign. We did not try to fit the other Balmer lines because they are completely dominated by photospheric Stark wings and therefore provide little information on the wind itself.

The Ca II resonance lines are present in all the stars of our sample (Catala et al. 1986a, Finkenzeller & Jankovics 1984). The Ca II K line appears in absorption and asymmetric, extending towards the blue; this suggest that it is formed within the wind. It has been shown in AB Aur's case (Böhm and Catala 1995) that this line is very likely formed in the hottest part of the chromosphere, near the maximum of temperature. On the other hand, the Ca II IR triplet is always seen in emission but blended

with the P13, P15, P16 lines. ETLA being enable to treat lines blends, we did not try to fit these lines. However, we emphasize that the strong similarities that exist between the line profiles of the various stars in our sample, both for the Ca II K line and the Ca II IR triplet strongly supports the idea that the structure of the deepest parts of the wind of the four stars are nearly the same.

6.3. Departure from LTE and mass loss rates

The ionization and excitation conditions in the winds of the stars of our sample are easily obtained with ETLA code. We can therefore deduce the departure from local thermodynamical equilibrium in each point of the wind of a star. In the present section, we will focus on the ionization of hydrogen and its influence on the determination of the mass loss rates. The populations of the levels of our atomic model are strongly different from equilibrium values almost everywhere, except under region of the minimum of temperature, where the continua are formed. The calculations provide us with the transitions rates for all the levels of hydrogen we take into account. We found that the ionization equilibrium is dominated by radiative processes everywhere in the wind for the ground level. For excited levels, ionizations and recombinations are radiatively dominated everywhere but in the chromosphere where collisional processes dominate.

It is thus not surprising that our values of \dot{M} can differ significantly from those derived by Nisini et al. (1995) under the assumption of LTE (up to a factor 4 in the case of BD+61°154). The relative agreement between both estimates in the case of HD250550 and BD+46°3471 may be simply fortuitous. We stress that the assumption of LTE and the use of lines from a unique chemical element do not allow one to determine reliable values of the mass loss rates. Rather, a number of lines of various elements should be used to get information on the physical conditions all over the wind, leading to a model consistent with all the observational data, as we have done here.

6.4. Radiative losses

The existence of an atmospheric structure of chromosphere+wind seems now well demonstrated for the Herbig Ae/Be stars. Such a structure implies that a large amount of non radiative energy is dissipated in the winds of the Herbig stars. We can estimate it by the calculation of the radiative losses, ie, the amount of energy radiated by the lines and continua that are formed in the wind. We recall here that the radiative losses are defined by:

$$E^-(r) = 4\pi \int_0^\infty \chi_\nu (S_\nu - J_\nu) d\nu \quad (\text{ergs.cm}^{-3}.\text{s}^{-1}) \quad (3)$$

It is quite clear from Eq. 3 that smaller radiative losses will be found as the chromosphere will move away from the stellar photosphere: the farther the chromosphere, the lower the density within it, then the lower the energy radiated by the medium.

This equation expresses the total amount of emission minus the total amount of absorption. E^- is then positive when the medium cools by radiation. The sum of the contributions of a large number of radiators and NLTE effects have to be taken into account in the calculation of E^- . In order to calculate $E^-(r)$, we need to solve the radiative transfer equation, that will provide us with the mean radiation intensity as well as with the source function of the transitions we are dealing with. Nevertheless, the lines and continua that have been used up to now do not provide accurate information on the gas physical conditions in the lower part of the chromosphere; we did not introduce this poorly constrained region in our calculations of the radiative losses and computed a lower limit to the energy required to sustain a chromosphere within the wind, E^- , by integrating the radiative losses $E^-(r)$ between the two points r_1 and r_2 where $T = T_{\text{eff}}$, r_1 in the inner part and r_2 in the outer part of the chromosphere.

$$E_{\text{tot}}^- = \int_{r_1}^{r_2} 4\pi r^2 E^-(r) dr \quad (4)$$

For the “best fit” models, the values we have found are listed in Table 6.

For all stars, the dominant contributors to the radiative losses in continua and line are respectively the Balmer continuum and the $H\alpha$ line. It can be seen in Table 6 that the other continua are also efficient radiators, as well as many lines of the Balmer series. Another noteworthy fact is that for BD+61°154 and HD250550, the Lyman continuum radiates much more efficiently than for the two other stars of the sample, due to the fact that the Lyman continua of these stars are much less opaque than those of AB Aur and BD+46°3471. Finally, it was shown by Catala (1989) for AB Aur, that the other major lines and continua (Magnesium, Carbon) produce negligible contributions to the radiative losses. We have checked that it is the same for the other three stars of our sample.

It is also interesting to notice that, in the case of AB Aur, the Balmer continuum dominates the radiative losses even though the resulting Balmer excess ΔD_B is very small, in agreement with Garrison’s (1978) measurements. This result indicates that the Balmer jump measurements, although quite important to constrain the wind and chromosphere parameters, are not sufficient by themselves to estimate the radiative losses.

Uncertainties in the determination of T_{eff} and $\log g$ affect our estimates of the radiative losses, mainly through their effect on the Balmer discontinuity. When T_{eff} or $\log g$ are changed, the contribution of the photosphere to the Balmer jump changes. Hence, the resulting Balmer jump (photosphere + wind) is changed in turn, if the parameters of the wind are kept fixed. The size of the total Balmer discontinuity being mostly determined by the position of the chromosphere, we have to change this parameter to fit the observed D_B . Doing so, we also change our estimates of the radiative losses, which are sensitive to the location and size of the chromosphere within the wind. We investigated these effects, for errors bars on T_{eff} and $\log g$ as given by Hillenbrand et al. (1992) and Garrison (1978) respectively, i.e, $\Delta \log T = 0.05$ and $\Delta \log g = 0.3$.

Table 6. Contributions to the radiative losses

Transition	$E_{tot}^- (ergs.s^{-1})$			
	AB Aur	BD+46°3471	HD250550	BD+61°154
$H\alpha$	1.2 (+32)	1.2 (+33)	1.7 (+32)	5.4 (+32)
$H\beta$	4.3 (+31)	6.0 (+32)	6.6 (+31)	1.8 (+32)
$H\gamma$	4.0 (+31)	5.5 (+32)	4.9 (+31)	1.1 (+32)
$H\delta$	4.6 (+31)	6.2 (+32)	5.2 (+31)	1.0 (+32)
$P\alpha$	1.9 (+31)	1.9 (+32)	2.5 (+31)	7.9 (+31)
$P\beta$	2.1 (+31)	2.3 (+32)	2.3 (+31)	6.9 (+31)
$P\gamma$	2.6 (+31)	3.1 (+32)	2.5 (+31)	6.1 (+31)
$B\alpha$	2.9 (+30)	2.8 (+31)	3.5 (+30)	1.0 (+31)
$B\beta$	5.6 (+30)	6.5 (+31)	5.5 (+30)	1.4 (+31)
$Pf\alpha$	7.7 (+29)	7.3 (+30)	8.7 (+29)	2.4 (+30)
Lyman C.	3.6 (+32)	2.2 (+34)	7.8 (+33)	5.1 (+33)
Balmer C.	1.1 (+34)	5.8 (+34)	3.6 (+34)	3.7 (+34)
Paschen C.	4.9 (+33)	4.1 (+34)	1.8 (+34)	2.0 (+34)
Brackett C.	2.3 (+33)	2.7 (+34)	8.4 (+33)	8.8 (+33)
Pfund C.	1.1 (+33)	1.5 (+34)	3.9 (+33)	4.0 (+33)
Humphrey C.	6.0 (+32)	8.3 (+33)	2.1 (+33)	2.1 (+33)
Total	2.0 (+34)	1.76 (+35)	7.8 (+34)	7.9 (+34)
E_{tot}^-/L_*	0.088	0.044	0.084	0.03
Lower/Upper limits	[1.31–2.4] (+34)	[1.38–5.7] (+35)	[0.485–1.16] (+35)	[0.61–1.11] (+35)

For AB Aur, HD250550 and BD+61°154 which all have $T_{eff} \geq 10000K$, we found that for $\log g$ fixed, an increase of T_{eff} , decreases D_B^{phot} so that we have to move the chromosphere away to fit D_B^{obs} . The result is a decrease of the radiative losses compared to those we present here, by an amount of 14%. Concerning the influence of the surface gravity, we found that D_B^{phot} decreases with increasing $\log g$ for these three stars (and conversely). The chromosphere must therefore be further away from the star's surface and the radiative losses can be lowered by an amount of 15% at maximum. The behaviour of BD+46°3471, which has $T_{eff} \leq 10000K$, is reversed. Indeed, for $\log g$ fixed, D_B^{phot} varies in the same direction as T_{eff} . Thus, an increase of T_{eff} implies an increase of D_B^{phot} , which in turn requires that the chromosphere must be closer to compensate this effect. This leads to an increase of E^- of the same order of magnitude as for the three other stars. For T_{eff} fixed, $\log g$ affects the radiative losses in the same way as for the three other stars, (direction and amount of the variation).

Using the range of permitted values for all parameters in our models (see Sect. 4.2), we derive lower and upper limits on the contribution to the radiative losses of the chromosphere. We also took into account the uncertainties on $\log g$ and T_{eff} discussed hereabove. Results are listed in Table 6. In terms of stellar luminosity, the radiative losses for the sample of stars under consideration, range from 3% L_* (for BD+61°154) to about 9% L_* (for AB Aur). These values, although important, are consistent with those found for the T Tauri stars, when measuring the energy flux in some spectral lines and continua (Bouvier 1987, Calvet & Albarran 1984).

Herbig Ae/Be stars being in the radiative phase of their evolution towards the main sequence, convection is unable to be

the source of energy that could compensate for these radiative losses. It may be found either in the stellar rotation, through the transformation of rotational energy into turbulent energy through shear instabilities (Lignières et al. 1996) or in the presence of an accretion disk around the stars (Hillenbrand et al. 1992, Corcoran & Ray 1998). The former mechanism provides an energy reservoir lower than the radiative losses by about two or three orders of magnitudes when the effects of the magnetic field are neglected ($E_{shear}^-/E_{tot}^- \propto 10^{-2}-10^{-3}$); however, the amount of energy that could be extracted from turbulent subphotospheric layers in presence of magnetic fields is likely to be larger by about two orders of magnitudes (Lignières et al. 1996). This promising approach needs to be completed by its inclusion in a self consistent model of the coupling of the magnetic field production with the turbulent subphotospheric layers and may reconcile the energy production rate with our estimates of the radiative losses.

On the other hand, the model involving an accretion disk seems unlikely for the stars of our sample. Recent millimeter observations of a few Herbig Ae/Be stars, including AB Aur, revealed the presence of elongated structures around the stars (Mannings & Sargent 1997), indicating the existence of circumstellar disks. However, these observations trace the stellar environment at several hundred AU from the star, leaving unexplored the regions forming the lines we are dealing with here. Böhm & Catala (1994) showed that the forbidden [OI] emission lines that arise in their winds are symmetric and unshifted with respect to the rest wavelength, in contrary to what would be expected if a disk were hiding the receding part of the winds. A mechanism assuming that the [O I] forbidden lines form in a thin layer at the surface of the disk (and therefore may not

show asymmetries despite the presence of such disk) has been proposed by Hirth et al. (1994) to reconcile these observations with the presence of an accretion disk. However, this suggestion was recently contradicted by Böhm & Hirth (1997) on the basis of longslit observations, which showed that at least in AB Aur's case, the possibility that the [O I] lines are formed in a disk-atmosphere can be ruled out. For the other stars, the situation is not so clear, even though Böhm & Hirth (1997) found neither significant offset of the emission centroid nor any extension of the line emitting region. If disk-atmospheres are present, they cannot be extended enough to account for the observed fluxes in these lines, as discussed in Böhm (1993) and Böhm & Hirth (1997). In addition, using the accretion rates derived by Hillenbrand et al. (1992), we have checked that the energy released by accretion ($\dot{E}_{acc} = 1/2 \dot{M}_{acc} V_{kep}^2$, where V_{kep} is the keplerian rotation velocity as estimated from the width of the [O I] lines) is always lower by a factor of two (in the best case) than the radiative losses we found. Besides, Böhm & Catala (1993) showed that for AB Aur, the accretion rate must be lower than $2.5 \cdot 10^{-7} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ (i.e at least 6 times lower than that derived by Hillenbrand et al. 1992) to be compatible with the observed absence of optical veiling. Future quantitative calculations of [O I] lines formation should teach us more about the presence or absence of circumstellar disks around these stars. At the present time, the problem of the source of energy responsible for the activity of the Herbig Ae/Be stars is still open.

7. Conclusion

The existence of an expanding extended chromosphere, surrounded by a cool wind is now confirmed for Herbig Ae/Be stars belonging to the PCygni subclass. Semi-empirical models similar to the one developed for AB Aur's wind by Catala et al. (1984), succeed in reproducing as many different lines as $H\alpha$, the Mg II h & k lines or the C IV resonance lines at 1550 Å, as well as the Balmer jump, for three additional stars, and provide us with an accurate description of the structures of their winds.

This semi-empirical modelling allows us to constrain severely the temperature, size and location of the chromosphere, and to derive reliable values of the mass loss rates and radiative losses. The mass loss rates derived in this way are much more reliable than those from previous studies (Nisini et al. 1995, Garrison 1978), based on much more limited observational constraints. The radiative losses in the chromospheres of these stars represent several percent of their bolometric luminosities.

The origin of the large amounts of non-radiative energy that must be deposited in these chromospheres to maintain them is still unknown. Models involving massive accretion disks may be invoked, although their presence around the Herbig stars in our sample is very controversial. Such disks carry sufficient amounts of gravitational energy if their accretion rates exceed $10^{-7} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$. Moreover, radiatively driven winds from accretion disks, such as modelled by Proga et al. (1998) and Drew et al. (1998), may constitute a solution to the so far unexplained winds of the Herbig Ae/Be stars. However, an efficient heating mechanism to explain the chromospheres of these stars in this context has still to be identified.

Alternatively, the ultimate origin of this non-radiative energy may be stellar rotation, transformed into turbulent motions in the star's interior because of the violent rotational braking that the wind exerts on the star's surface (Lignières et al. 1996). In this model, the chromospheric heating is magnetic, which is made plausible by the recent detection of a magnetic field in another Herbig Ae star (Donati et al. 1997).

The hypothetical magnetic field may also be responsible for azimuthal and latitudinal structuration of the winds of the Herbig stars in our sample. This structuration is not taken into account in our modelling, which is spherically symmetric and stationary, but could be responsible for (i) the time variability of line profiles observed in these stars, and (ii) the remaining discrepancies between observed line absorption components and our calculated profiles.

A natural follow-up of this work will therefore be an extension of our modelling to non-spherical geometries, including flattened and azimuthally structured stellar winds.

Acknowledgements. We thank the MUSICOS collaboration for making data available to us prior of publication.

Appendix A

By definition, the radiative photoionization and recombination rates between the i -th level of a given ion and the k continuum state write respectively:

$$R_{i \rightarrow k} = 4\pi \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\alpha(\nu)}{h\nu} J_{\nu} d\nu$$

$$R_{k \rightarrow i} = 4\pi \left(\frac{n_i}{n_k} \right)^* \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\alpha(\nu)}{h\nu} \left(\frac{2h\nu^3}{c^2} + J_{\nu} \right) \times \exp \left(-\frac{h\nu}{kT_e} \right) d\nu$$

ν_0 being the photo-ionization threshold of the level under consideration, while $\alpha(\nu)$ and J_{ν} are the photo-ionization cross-section and the mean radiation field respectively. T_e is the local electron temperature and $\left(\frac{n_i}{n_k} \right)^*$ is the ratio of the population of the i -th level of neutral hydrogen over the one of singly ionized hydrogen respectively, evaluated at thermal equilibrium. So as to calculate $R_{k \rightarrow i}$, we will make some approximation on J_{ν} .

It is well known that for a given ion excitation level, one can define a "dethermalizing layer" for the ionizing radiation field, i.e, a layer where this radiation field begins to depart from the local Planck function. Provided that the opacity of the medium at the wavelength of the ionizing radiation field varies regularly over the wind, we see that the aforementioned dethermalizing layer separates a zone where the radiation field is optically thick and a zone where it is optically thin. In the former regions J_{ν} is given by the local Planck function, while in the latter we can write:

$$J_{\nu} \sim W(r) B_{\nu}(T_r)$$

$W(r)$ being a dilution factor and B_{ν} being the Planck function evaluated at the "radiation temperature", i.e, the electron temperature at the dethermalizing layer. For $W(r)$, noting R_l for the radius of the dethermalizing layer, we have:

$$W(r) = \frac{1}{2} \{1 - [1 - (R_l/r)^2]^{1/2}\}$$

We can now make use of those approximations in the calculation of $R_{k \rightarrow i}$.

In a first time, we will address the problem of the Balmer discontinuity; in such a case, one has $J_\nu \ll 2h\nu^3/c^2$ and we can therefore write that:

$$R_{k \rightarrow i} \sim 4\pi \left(\frac{n_i}{n_k}\right)^* \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\alpha(\nu_0)}{h\nu} \left(\frac{\nu_0}{\nu}\right)^3 \left(\frac{2h\nu^3}{c^2}\right) \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_e}\right) d\nu$$

where we have made use of the following form of the photo-ionization cross-section: $\alpha(\nu) = \alpha(\nu_0) \left(\frac{\nu_0}{\nu}\right)^3$.

It is then straightforward to see that:

$$R_{k \rightarrow i} \sim \frac{8\pi}{c^2} \alpha(\nu_0) \nu_0^3 \left(\frac{n_i}{n_k}\right)^* E_1\left(\frac{h\nu_0}{kT_e}\right)$$

If now, we replace $\left(\frac{n_i}{n_k}\right)^*$ by its literal expression (namely the well-known Saha equation) for the i -th level of an hydrogen atom and making use of $E_1(x) \sim x^{-1}e^{-x}$ for $x \gg 1$, we get:

$$R_{k \rightarrow i} \sim A n_e T_e^{-1/2}$$

where

$$A = \frac{8\pi}{c^2} \alpha(\nu_0) \nu_0^3 \left(\frac{h^2}{2\pi m k}\right)^{3/2} \frac{g_i}{2}$$

Hence, we see that increasing the mass loss rates or moving the chromosphere closer to the stellar surface will enhance the recombination rate, thus leading to decrease the Balmer discontinuity.

References

- Appenzeller I., Jankovics I., Krauter J., 1983, A&AS 53, 293
 Appenzeller I., Jankovics I., Östreicher R., 1984, A&A 141, 108
 Baudrand J., Böhm T., 1992 A&A 259, 711
 Bertout C., Basri G., Bouvier J., 1988, ApJ 330, 350
 Berrilli F., Corciulo G., Ingrosso G., et al., 1992, ApJ 398, 254
 Beskrovnaya N.G., Pogodin M.A., Tarasov A.E., Sherbakov A.G., 1991, Pis'ma Astron. Zh. 17, 825 (Soviet Ast. Lett. 17, 349)
 Beskrovnaya N.G., Pogodin M.A., Nadjenov I.D., Romanyuk I.I., 1995, A&A 298, 585
 Böhm T. 1993 Thèse de Doctorat, Université Paris 7
 Böhm T., Catala C., 1993 A&AS 101, 629
 Böhm T., Catala C., 1994 A&A 290, 167
 Böhm T., Catala C., et al. (25 authors), 1996, A&AS 120, 431
 Böhm T., Hirth G.A., 1997, A&A 324, 177
 Bouret J.-C., Catala C., Simon T., 1997, A&A 328, 606
 Bouvier J., 1987, PhD thesis, Université Paris 7
 Calvet N., Albarran J., 1984, Rev. Mex. Astron. Astrof. 9, 35
 Catala C., 1988, A&A 193, 222
 Catala C., 1989, 4th Colloque IAP, in honor of J.C. Pecker, Modelling the Stellar Environment: How and Why, Paris, eds: Ph. Delache, S. Laloe, C. Magnan, J. Tran Thanh Van, p. 207
 Catala C., Kunasz P.B., Praderie F., 1984, A&A 134, 402
 Catala C., Praderie F., Kunasz P.B., 1984, A&A 154, 103
 Catala C., Talavera A., 1984, A&A 140, 421
 Catala C., Czarny J., Felenbok P., Praderie F., 1986a, A&A 154, 103
 Catala C., Felenbok P., Czarny J., Talavera A., Boesgaard A.M., 1986b, ApJ 308, 791
 Catala C., Praderie F., Felenbok P., 1986, A&A 182, 115
 Catala C., Kunasz P.B., 1987, A&A 174, 158
 Catala C., Felenbok P., Czarny J., Talavera A., Thé P.S., 1991, A&A 244, 166
 Catala C., Böhm T., Donati J.-F., Semel M., 1993b, A&A 278, 187
 Catala C., Böhm T., Donati J.-F., et al., 1994, Solar Phys. 155, 185
 Cohen M., Kuhl L.V., 1979, ApJs 41, 743
 Corcoran M., Ray T., 1997, A&A 321, 189
 Corcoran M., Ray T., 1998, A&A 331, 147
 Donati J.F., Semel M., Carter B.D., Rees D.E., Cameron A.C., 1997, MNRAS 291, 658
 Drew J., Proga D., Stone J.M., 1998, MNRAS L6-L10
 Eggen O.J., 1995, AJ 110, 1749
 Finkenzeller U., Jankovics I., 1984, A&AS 57, 285
 Finkenzeller U., Mundt R., 1984, A&AS 55, 109
 Garrison L.M., 1978, ApJ 224, 535
 Garrison L.M., Anderson C.M., 1977, ApJ 218, 438
 Ghandour L., Strom S., Edwards S., Hillenbrand L., 1994, In: Thé P.S., Pérez M.R., van den Heuvel E.P.J. (eds.) Nature and evolutionary status of Herbig Ae/Be stars, Astron. Soc.Pac.Conf.Ser. 62, p.223
 Hamman F., Persson S.E., 1992a, ApJs 82, 285
 Hartmann L., Kenyon S.J., Calvet N., 1993, ApJ 407, 219
 Hillenbrand L., Strom S.E., Vrba F., Keene J., 1992, ApJ 397, 613
 Hirth G.A., Mundt R., Solf J., 1994, A&A 285, 929
 Hubeny I., 1985, In: J.E. Beckmann J.E., Crivellari L., Reidel, Dordrecht (eds.) Progress in Spectral Line Formation Theory
 Kenyon S.J., Hartmann L., 1987, ApJ 323, 714
 Koresko Ch.D., Beckwith S.V.W., Ghez A.M., Matthews K., Neugebauer G., 1991, AJ 102, 2073
 Kurucz R.L., 1979 ApJS 40, 1
 Lignières F., Catala C., Mangeney A., 1996, A&A 314, 465
 Mannings V., Sargent A., 1997, ApJ 490, 792
 Mihalas D., In: Stellar Atmospheres, 2nd edition
 Mihalas D., Conti P.S., 1980, ApJ 235, 515
 Mihalas D., Kunasz P., 1978, ApJ 219, 635
 Nisini B., Milillo A., Saraceno P., Vitali F., 1995, A&A 302, 169
 Palla F., Stahler S.W., 1990, ApJ 360, L47
 Palla F., Stahler S.W., 1991, ApJ 375, 288
 Palla F., Stahler S.W., 1992, ApJ 392, 667
 Palla F., Stahler S.W., 1993, ApJ 418, 414
 Pezzuto S., Strafella F., Lorenzetti D., 1997, ApJ 485, 290
 Pogodin M.A., 1990, Astrofizika 32, 371
 Pogodin M.A., 1992, Pis'ma Astron. Zh. 18, 1066
 Pogodin M.A., 1994, A&A 282, 141
 Praderie F., Simon T., Catala C., Boesgaard A.M., 1986, ApJ 303, 311
 Proga D., Drew J., Stone J.M., 1998, MNRAS 295, 595
 Shevchenko V.S., 1991, Pis'ma Astron. Zh. 17, 347 (Soviet Ast. Lett. 17, 146)
 Shevchenko V.S., Vitrichenko E.A., 1994, In: Thé P.S., Pérez M.R., van den Heuvel E.P.J. (eds.) Nature and evolutionary status of Herbig Ae/Be stars, Astron. Soc.Pac.Conf.Ser. 62, p.55
 Skinner S.L., Brown A., Stewart R.T., 1993, ApJs 87, 217
 Strom S.E., Strom K.M., Yost J., Carrasco L., Grasdalen G.L., 1972, ApJ 173, 353
 Tout C.A., Pringle J.E., 1995, MNRAS 272, 528
 Vigneron C., Mangeney A., Catala C., Schatzman E., 1990, Solar Phys. 128, 287
 Yoshida S., Kogure J., Nakano M., 1991, Publ. Astron. Soc. Japan 43, 363
 Zinnecker H., Preibisch Th., 1994 A&A 292, 152

Chapitre 4

L'azote V dans le vent de l'étoile Ae de Herbig AB Aur

Comme nous l'avons confirmé au chapitre 3, il existe de nombreuses raisons de penser que les étoiles de Herbig appartenant à la classe PCygni ont des enveloppes dont les structures sont identiques, tout au moins dans les grandes lignes. C'est pourquoi, nous avons choisi d'étudier tout particulièrement AB Aur, qui est généralement considérée comme le prototype de la classe des étoiles Ae/Be de Herbig.

4.1 Motivations

Parmi les étoiles Ae/Be de Herbig, AB Aur, dont le type spectral est A0Ve (Böhm & Catala 1993), présente l'avantage d'être la plus brillante de l'hémisphère nord avec une magnitude visuelle de 7.2. Cela a permis depuis longtemps d'obtenir des spectres à haute résolution, tant dans le visible que dans l'ultraviolet avec le satellite IUE. Les études des raies de C IV (Catala & Talavera 1984, Catala 1988), de Mg II h et k (Catala et al. 1984, Praderie et al. 1986, Böhm et al. 1996) ou de $H\alpha$ (Catala & Kunasz 1987) ont débouché sur un modèle standard de la structure générale du vent de cette étoile. En particulier, Catala (1988) a pu montrer que, pour que la raie de C IV se forme en absorption, comme les observations le montrent, l'existence dans le vent d'une chromosphère de température modérée était nécessaire et suffisante. Plus précisément, la température maximale dans la chromosphère ne doit pas dépasser 20 000 K, sans quoi une émission, due à une remontée de la fonction source de la raie, commence à apparaître sur le bord rouge de la raie, ce qui n'est pas observé. A ces températures, le milieu est opaque au rayonnement ionisant l'ion C III en ion C IV : dans ce cas en effet, l'hélium est essentiellement neutre et constitue donc une source d'opacité importante au-dessous de 504 Å. La densité en ions C IV est alors suffisante pour qu'une raie en absorption soit formée. Le modèle obtenu, qui permet également de reproduire les raies de Mg II h et k ou la raie $H\alpha$, comprend donc une photosphère à 10 000 K, entourée par une chromosphère chauffée jusqu'à 17 000 K

et s'étendant sur $1.5R_*$; au-delà, la température décroît jusqu'à 3000 K pour former une zone isotherme sur plusieurs dizaines de rayons stellaires. Dans ce modèle, la raie C IV se forme dans la partie la plus chaude de la chromosphère entre 15 000 K et 17 000 K. L'élargissement de cette raie vers les courtes longueurs d'onde est une conséquence du champ de vitesse qui existe dans la région où elle se forme.

AB Aur fait partie des étoiles de Herbig ayant été observées par ROSAT; sa luminosité X vaut $3.3 \pm 0.9 \times 10^{29}$ ergs.s⁻¹, soit $L_X/L_{bol} = 1.6 \times 10^{-6}$ (Zinnecker & Preibisch 1994). Parmi tous les mécanismes proposés pour expliquer l'origine de ce rayonnement (présence d'un compagnon T-Tauri non résolu, existence d'une couronne de disque, chocs dans le vent, points chauds alimentés par l'accrétion de matière sur l'étoile, vents en collision dans un système binaire), la présence dans le vent de zones chauffées jusqu'à des températures $T \geq 10^6$ K est le plus souvent évoquée. De telles températures (bien supérieures à celles supposées ordinairement) devraient, en principe, induire la formation de raies d'éléments très ionisés, comme O VI ou N V.

En outre, de nombreuses observations ont montré que les raies d'AB Aur ont une modulation rotationnelle (Praderie et al. 1986, Catala et al. 1986, Simon et al. 1990, Böhm et al. 1996), qui est interprétée comme résultant de la présence de structures azimutales marquées dans le vent de cette étoile. Dans le modèle le plus couramment utilisé, qui s'inspire du modèle solaire, cette modulation est en effet causée par l'alternance sur la ligne de visée de jets lents et rapides, issus de la photosphère et contrôlés par un champ magnétique. A partir de mesures sur les variations du *blue-shift* maximal de la composante en absorption de la raie Mg II, des différences de vitesse de l'ordre de 100 km.s⁻¹ ont été déduites entre les jets rapides et les jets lents. L'apparition dans les dernières années de modèles permettant de générer un champ magnétique en l'absence de zone convective (Vigneron et al. 1990, Tout & Pringle 1995, Lignières et al. 1996), associée à la détection directe d'un champ magnétique sur l'étoile de Herbig HD104237 (Donati et al. 1997), vient renforcer cette interprétation. Ces structures peuvent être à l'origine de chocs quand les jets rapides rattrapent les jets lents. C'est ce qui se passe dans le vent solaire (voir section 1.2.1); ce mécanisme a été généralisé aux étoiles par Mullan (1984) et il pourrait être à l'origine de certaines caractéristiques spectrales des étoiles O. Si ces chocs existent, la température du gaz est fortement augmentée, ce qui peut expliquer tant le rayonnement X que la présence éventuelle des éléments très ionisés dont nous avons parlé plus haut.

Il est par contre impossible, avec le modèle usuel d'AB Aur, de former des ions tels que O VI ou N V, qui n'apparaissent qu'à des températures électroniques beaucoup plus élevées. A de telles températures, l'hélium est alors essentiellement ionisé et le milieu est transparent au rayonnement ionisant C IV; en conséquence de quoi, la formation de C IV nécessite, à son tour, ces températures élevées, mais les raies de C IV apparaissent alors obligatoirement en émission. L'observation des raies de résonance de N V constituerait donc un test crucial pour ce modèle et la structure de température qu'il prédit. Cela permettrait aussi d'apporter de nouvelles contraintes sur les différents mécanismes proposés comme source du flux X.

Nous avons obtenu du temps d'observation avec le GHRS (Goddard High Resolution Spectrograph) à bord du télescope spatial Hubble. Les observations ont été réalisées le 23 février 1996. Deux régions du spectre d'AB Aur ont été enregistrées : le domaine 1536-1563 Å qui entoure le doublet de C IV à 1548.2/1550.8 Å et le domaine 1226-1253 Å autour du doublet de N V à 1238.8/1242.8 Å, cela afin de comparer et de modéliser les profils des deux jeux de raies. Le délai séparant l'acquisition des deux spectres devait être le plus court possible à cause de la variabilité importante du spectre d'AB Aur, sur des périodes de l'ordre du jour.

4.2 Les spectres

Il apparaît clairement sur le spectre du carbone IV que les raies de résonance sont en absorption et légèrement décalées vers le bleu (figure 4.1), avec un élargissement important. La vitesse déduite du bord bleu de la raie est approximativement de -260 km.s^{-1} , vitesse très similaire à celle obtenue par Catala & Talavera (1984).

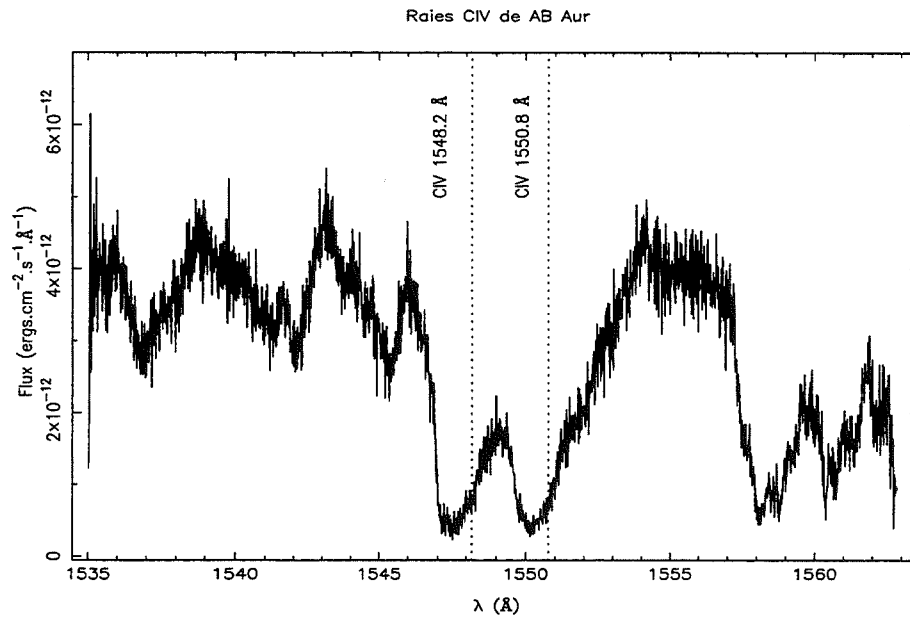


Figure 4.1: Spectre d'AB Aur, observé avec le spectrographe GHRS du HST dans la région de la raie de résonance de C IV

Après analyse du spectre de la région entourant les raies de résonance de l'azote V, nous avons conclu que ces raies étaient effectivement présentes dans le spectre d'AB Aur. Tout au moins, ceci concerne-t-il la première composante ($\lambda \approx 1238.8 \text{ Å}$) du doublet 2s-2p car la seconde ($\lambda \approx 1242.8 \text{ Å}$) est noyée dans la composante en absorption du profil PCygni d'une raie du multiplet 5 de N I (voir figure 4.2). Nous avons vérifié avec ETLA que la raie d'absorption à $\lambda \approx 1240.4 \text{ Å}$ était une raie de résonance de Mg II (3s-4p) d'origine photosphérique et non pas la composante en absorption d'un

profil PCygni inverse de la raie de N V. La raie N V à $\lambda \approx 1238.8 \text{ \AA}$ est donc en émission.

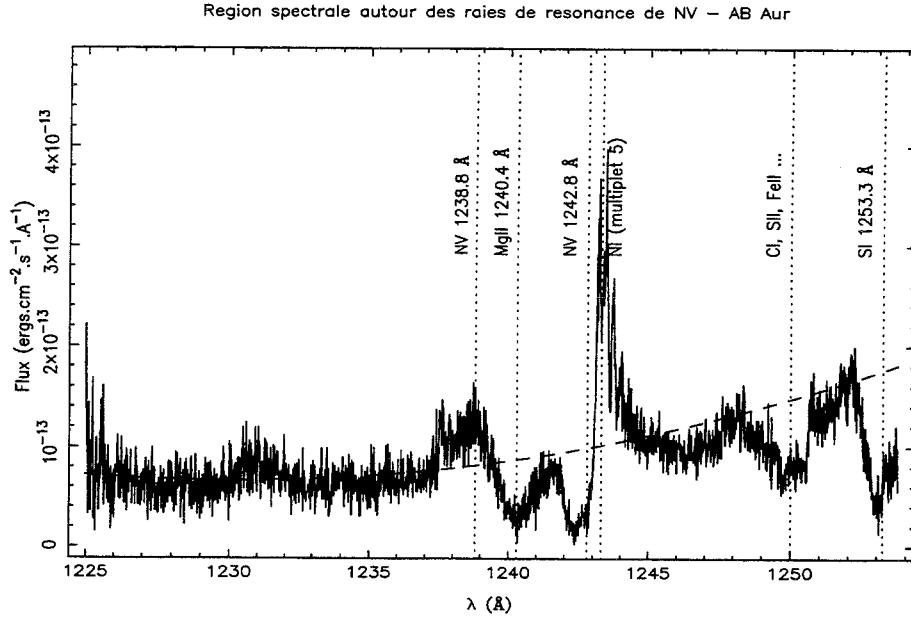


Figure 4.2: Spectre d'AB Aur, observé avec le spectrographe GHRS du HST dans la région du doublet de résonance de N V. La courbe en traits représente le continu utilisé pour normaliser le spectre

Une recherche complète dans les archives IUE et dans nos propres archives MUSCOS n'a pas permis de trouver traces de la présence de raies de N IV ($\lambda \approx 1718.51 \text{ \AA}$, multiplet 7, ou $\lambda \approx 7651.4 \text{ \AA}$), ce qui nous permet de conclure que l'équilibre d'ionisation de l'azote est dominé par les hauts états d'ionisation, dans les régions où les raies de N V se forment. Cette constatation nous sera précieuse, lors de la construction du nouveau modèle pour le vent d'AB Aur.

4.3 Formation des raies de NV

Les observations nous amènent donc à considérer deux types de modèles que nous avons brièvement présentés au paragraphe (4.1). Par rapport au modèle classique développé pour AB Aur (Catala et al. 1984, Catala & Kunasz 1987), il est nécessaire d'introduire une zone à haute température (ci-après HTZ), dont nous pourrions faire varier la position dans le vent, l'épaisseur et bien entendu la valeur maximale de la température. Les valeurs des paramètres du modèle de base, obtenues par la modélisation des raies C IV, Mg II et $H\alpha$, ont été considérées comme fixées par souci de cohérence avec les études antérieures.

4.3.1 Le modèle

Deux possibilités s'offrent à nous. Dans un cas, la zone chaude où se forment les raies de N V est assimilable à une zone de transition de type solaire. Elle est à symétrie sphérique, centrée sur l'étoile et homogène. Dans l'autre cas, les raies se forment là où ont lieu les chocs entre jets lents et jets rapides. L'hypothèse de symétrie sphérique n'est donc plus valable dans le second cas.

La difficulté que nous avons alors rencontrée, est liée aux conditions d'utilisation du code ETLA. Nous avons vu au chapitre 2 que les calculs faits avec ce code ne sont strictement valables que pour des vents à symétrie sphérique et avec des champs de vitesse monotone. Pour calculer le flux à la sortie de l'enveloppe dans le second cas, nous avons développé une méthode qui permet de conserver l'hypothèse de la symétrie sphérique lors de la construction du modèle, mais qui simule la présence de chocs dans la partie relative au transfert de rayonnement dans le référentiel de l'observateur.

Le même modèle peut donc être utilisé dans les deux cas. La zone chaude que nous avons introduite, est contrôlée par trois paramètres $(\Delta_3, \Delta_4, T_{htz})$, décrivant respectivement la position, l'épaisseur et la température. Le maximum de température dans cette région T_{htz} est atteint à la distance radiale du centre de l'étoile donnée par :

$$R_{htz} = R_{ph} + \Delta_3 \quad (4.1)$$

Le paramètre Δ_4 décrit la largeur de la région chaude, qui s'étend de $R_1 = R_{htz} - \Delta_4$ à $R_2 = R_{htz} + \Delta_4$. La loi de température dans cette région est alors :

$$T(r) = \begin{cases} T(R_1) + (T_{htz} - T(R_1)) \exp \left[-4 \ln 2 \frac{(r - R_{htz})^2}{\Delta_4^2} \right] & \text{si } R_1 \leq r \leq R_{htz} \\ T(R_2) + (T_{htz} - T(R_2)) \exp \left[-4 \ln 2 \frac{(r - R_{htz})^2}{\Delta_4^2} \right] & \text{si } R_{htz} \leq r \leq R_2 \end{cases} \quad (4.2)$$

où $T(R_1)$ et $T(R_2)$ sont les températures du modèle Catala & Kunasz (1987), aux distances respectivement R_1 et R_2 .

4.3.2 Le calcul du flux

Pour le premier cas, c'est-à-dire pour des modèles de vent avec une zone chaude homogène, le code ETLA peut être utilisé tel quel, sans modification par rapport à ce que nous avons décrit au chapitre 2.

Dans le second cas, où la zone de formation des raies résulte de chocs, nous avons développé la procédure suivante. Dans un premier temps, nous construisons un modèle à symétrie sphérique incluant une zone chaude étroite avec un gradient de vitesse élevé sur ses bords. Le transfert radiatif est alors traité avec ETLA, qui nous fournit donc les fonctions sources et les opacités. Puis, nous calculons l'intensité émergente dans le référentiel de l'observateur, comme cela est traité dans ETLA.

La présence de globules chauds (les chocs) dans le vent est alors simulée en introduisant une pondération par une fonction $r(\theta, \phi)$, lors de l'intégration de l'intensité émergente sur les différents rayons, ce qui nous donne le flux à la sortie de l'enveloppe. L'hypothèse sous-jacente est que l'azote V n'est présent que dans les globules chauds produits par les chocs, de sorte que l'opacité dans la raie est partout nulle, excepté sur les rayons interceptant ces globules. D'ordinaire, la fonction source tirée du cas sphérique est une bonne approximation pour des vents ayant des géométries plus complexes, si la structure de ces vents n'est pas trop marquée en azimuth ou en latitude. On conçoit bien en effet que si, par exemple, le vent est composé d'un disque mince et très dense et d'une enveloppe sphérique plus ténue, la probabilité pour qu'un photon, émis dans le disque, s'échappe perpendiculairement au disque est bien plus élevée que celle pour qu'il s'échappe dans la direction radiale. La fonction source, qui est proportionnelle au nombre de photons émis dans la raie (par unité de profondeur optique) est donc différente dans les deux directions. Dans notre cas toutefois, cette approximation est justifiée car par construction, les globules chauds sont tous distribués sur une même couronne située à la distance radiale R_{htz} de l'étoile ; la densité dans les globules est donc la même, quelle que soit la latitude. A cela s'ajoute que, lorsque ces globules sont concentrés aux basses latitudes sur l'étoile, le facteur de pondération dans l'intégration, dû à l'angle entre la direction de propagation du photon et la ligne de visée ($\mu = \cos \theta$ cf. chapitre 2) varie peu. Du point de vue de l'observateur, les photons proviennent donc d'une région située à une profondeur fixe dans le vent. Avec la méthode que nous utilisons, le flux émergent s'écrit donc :

$$F(\nu) = \int_0^{2\pi} d\phi \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos\theta [r(\theta, \phi) I(\nu, \theta) + [1 - r(\theta, \phi)] I(\nu_c, \theta)] d\theta \quad (4.3)$$

Nous avons supposé que $r(\theta, \phi)$ pouvait s'écrire :

$$r(\theta, \phi) = r_1(\phi) r_2(\theta) \quad (4.4)$$

i.e. les distributions des globules chauds en latitude et longitude ne sont pas corrélées, $F(\nu)$ devient alors :

$$F(\nu) = 2\pi f_\phi \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos\theta r_2(\theta) [I(\nu, \theta) - I(\nu_c, \theta)] d\theta + 2\pi \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos\theta I(\nu_c, \theta) d\theta \quad (4.5)$$

où

$$2\pi f_\phi = \int_0^{2\pi} r_1(\phi) d\phi \quad (4.6)$$

Dans nos modèles, $r_1(\phi)$ peut varier aléatoirement, de sorte que nous devons uniquement fixer les facteurs de remplissage azimuthal f_ϕ et $r_2(\theta)$, qui sont explicitement donnés. Nous avons posé $r_2(\theta) = a(\theta)\cos\theta$, où $a(\theta) = a_1$ sur les rayons qui interceptent la photosphère et $a(\theta) = a_2$ dans le cas contraire. En procédant ainsi, nous

pouvons simuler des distributions de globules chauds plus ou moins concentrés sur l'équateur. Au final, le facteur de remplissage est donné par :

$$f = \frac{f_\phi}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} r_2(\theta) d\theta \quad (4.7)$$

Une limitation importante du modèle est qu'il ne permettra de considérer que des situations où les chocs se produisent tous à la même distance radiale de l'étoile. Nous n'avons pas envisagé les cas où, sur une même ligne de visée, plusieurs chocs se produisent.

A ce stade, nous introduisons également la méthode qui nous a permis de modéliser la raie de résonance de C IV à 1548.2 Å dans les modèles avec des chocs. Il n'est, en effet, pas possible dans le cas de cette raie, d'utiliser la méthode développée pour calculer les raies de N V. Nous avons vu au chapitre 3 que cette raie de C IV apparaît pour des températures de 17 000 K dans le vent d'AB Aur, ce qui confirmait les résultats de Catala (1988). Il n'est donc pas possible de considérer que l'opacité dans la raie est nulle partout sauf dans la zone chaude, ce qui rend caduque l'hypothèse que nous avons fait ci-dessus pour écrire les équations (4.3) jusqu'à (4.7).

Nous avons donc commencé par calculer l'intensité spécifique émergente dans le cadre du modèle classique du vent, sans zone chaude, que nous notons $I^0(\nu, \theta)$. Dans un second temps, nous avons soustrait cette grandeur à l'intensité spécifique émergente produite par le modèle avec une zone chaude homogène, ce qui a fourni la contribution de cette zone chaude à l'intensité spécifique émergente réelle ($I^1(\nu, \theta)$). La distribution de globules chauds a alors été introduite lors du calcul du flux émergent :

$$F(\nu) = \int_0^{2\pi} d\phi \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos\theta \left[r(\theta, \phi) I^1(\nu, \theta) + [1 - r(\theta, \phi)] I^1(\nu_c, \theta) \right] d\theta \\ + \int_0^{2\pi} d\phi \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos\theta I^0(\nu, \theta) d\theta \quad (4.8)$$

4.4 Résultats

Nos efforts se sont d'abord portés sur les modèles à symétrie sphérique avec une zone chaude homogène. Une exploration systématique de l'espace des paramètres nous a amenés à conclure que ces modèles n'étaient pas compatibles avec l'ensemble des données dont nous disposons. En premier lieu, les modèles, dans lesquels la zone chaude est située après la chromosphère telle qu'elle avait été située par Catala & Kunasz (1987), ne permettent pas d'obtenir un profil de la raie de résonance de N V en accord avec les observations; les profils obtenus varient d'un profil PCygni (quand on est très loin dans le vent) à un profil double-pic (quand on se rapproche de la chromosphère). Le champ de vitesse et l'épaisseur de la zone chaude sont les principaux facteurs qui déterminent la forme du profil obtenu. La densité dans les régions lointaines du vent étant faible, il est également nécessaire d'introduire des

Table 4.1: Paramètres des modèles M1, M2, M3 et M4. R_{ch} , Δ_3 et Δ_4 sont exprimés en unité de rayon photosphérique ($R_{ph} = 1.75 \times 10^{11}$ cm); T_{max} et T_0 en Kelvin; v_D en km.s^{-1}

Modèles	R_{ch}	T_{max}	T_0	v_D	Δ_3	Δ_4	T_{htz}
1	1.04	17 000	3000	45	0.0024	0.00001	62 000
2	1.04	17 000	3000	45	0.012	0.001	70 000
3	1.04	17 000	3000	45	0.03	0.001	90 000
4	1.04	17 000	3000	45	0.5	0.1	150 000

températures s'étalant de 10^5 K à $2. \times 10^5$ K afin d'atteindre une intensité dans la raie conforme aux observations. Dans ces conditions, les raies de résonance de C IV apparaissent en émission et non plus en absorption comme observées. Quand la zone chaude est située près du sommet de la chromosphère, sa température (de l'ordre de 90 000 K) et sa taille sont telles que le profil obtenu est un profil à double-pic en émission, dont la dépression centrale est soit au-dessous, soit au-dessus du continu, selon l'importance de la distance HTZ-photosphère. Par ailleurs, ces modèles produisent une émission intense pour la raie de N IV à 1718.51 Å qui, nous l'avons déjà dit, n'est pas observée. Si au contraire la zone chaude est située près de la photosphère, il est possible d'obtenir un profil de N V compatible avec le spectre HST, pour des températures modérées ($T \approx 60\,000$ K). Néanmoins, on obtient aussi une émission intense pour la raie de N IV à 1718.51 Å.

La dépendance des profils avec la position de la zone chaude est illustrée sur les figures 4.3 et 4.4. La séquence varie dans le sens d'une distance photosphère-HTZ croissante. Les modèles M1, M2, M3 et M4 sont présentés dans le tableau (4.1).

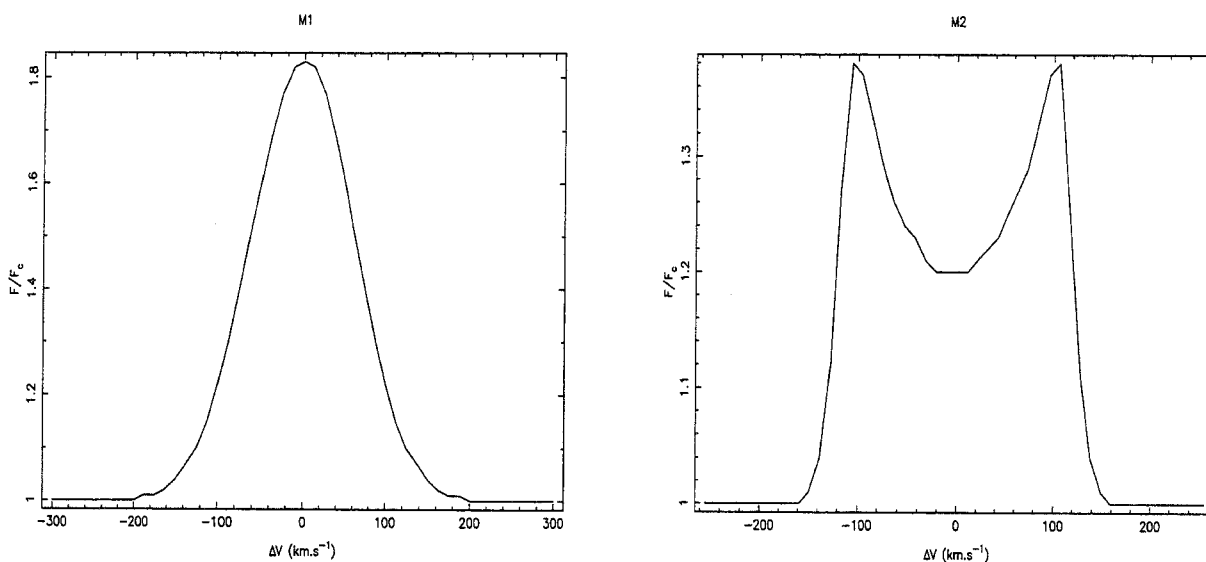


Figure 4.3: Profil de la raie de résonance de N V pour les modèles M1 et M2 (voir texte)

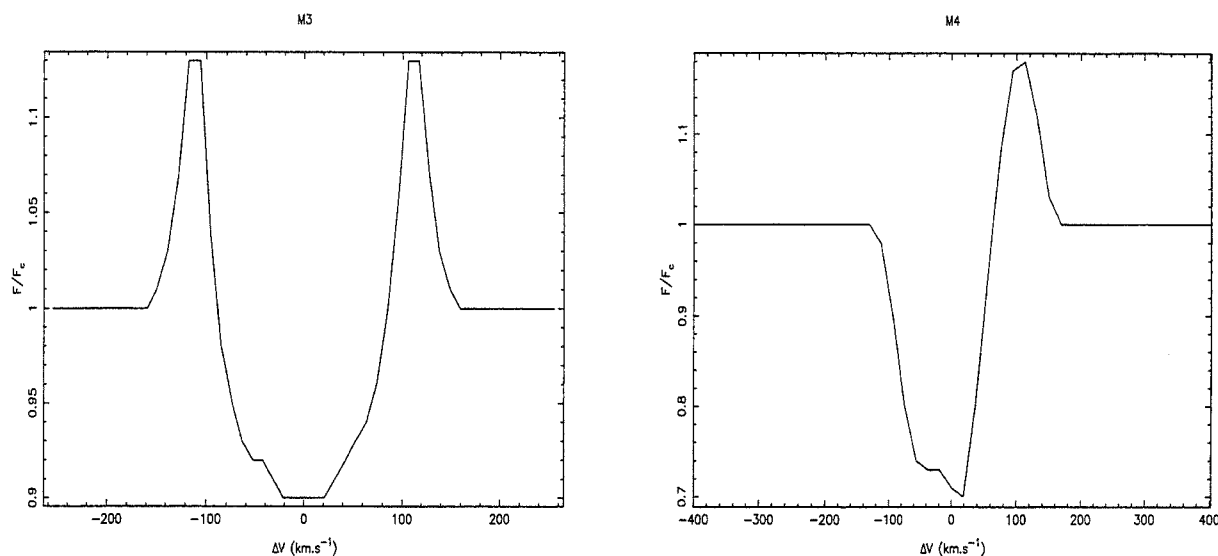


Figure 4.4: Profil de la raie de résonance de N V pour les modèles M3 et M4 (voir texte)

La conclusion de cette première étape est donc, que les modèles à symétrie sphérique ne sont pas compatibles avec les données observationnelles, car ils produisent souvent une émission pour les raies de CIV ou N IV, qui n'est pas observée. On remarquera alors que cette émission peut être réduite, voire même annihilée, si le facteur de remplissage dû à la zone chaude est petit. Il se trouve que les modèles avec des chocs, produisant des globules chauds de matière, vont dans le sens de cette remarque, puisque, dans leur cas, les facteurs de remplissage peuvent être petits. Nous avons donc considéré des modèles dans lesquels le vent est structuré en jets lents et rapides, alternant sur la ligne de visée avec la rotation de l'étoile et produisant des chocs, là où les jets rapides rattrapent les jets lents.

Plus précisément, c'est une paire de chocs (un choc direct et un choc inverse) qui est créée à l'endroit où un jet rapide rencontre un jet lent (voir figure 4.5). Entre ces deux chocs, on observe la formation d'une région d'interaction en co-rotation (CIRs, cf. chapitre 1), où la vitesse est intermédiaire entre celles des deux jets, la densité est fortement augmentée et la température a un profil complexe et peut atteindre plusieurs millions de degrés Kelvin (Burlaga 1983, Mullan 1984). C'est pourquoi nous avons postulé que l'azote V était produit à la périphérie de ces CIRs, tandis que le flux X, lui, serait produit dans les parties centrales les plus chaudes.

Ces hypothèses sont cohérentes avec les nombreuses observations (Praderie et al. 1986, Catala et al. 1986, Simon et al. 1990, Böhm et al. 1996), qui montrent une modulation rotationnelle des raies de résonance de Mg II, de Ca II ($\lambda = 8500 \text{ Å}$) et de He I ($\lambda \approx 6678 \text{ Å}$). Cette modulation est très probablement produite par une structure de jets lents et rapides, analogue à celle du vent solaire. La différence de vitesse entre jets lents et jets rapides (mesurée par les variations du maximum du *blue-shift* de la composante en absorption de la raie Mg II) serait de 100 km.s^{-1} environ.

La distance à laquelle se forment les CIRs dépend de manière directe du rapport V_{rot}/V_{exp} , où V_{rot} est la vitesse de rotation à la surface de l'étoile et V_{exp} la vitesse d'expansion du vent. Ce rapport, qui est petit dans le cas du soleil ($\approx 5 \times 10^{-3}$), peut être grand dans le cas d'AB Aur (≈ 0.2) ; des CIRs peuvent donc apparaître près de la surface de l'étoile (Mullan 1984, Catala et al. 1986).

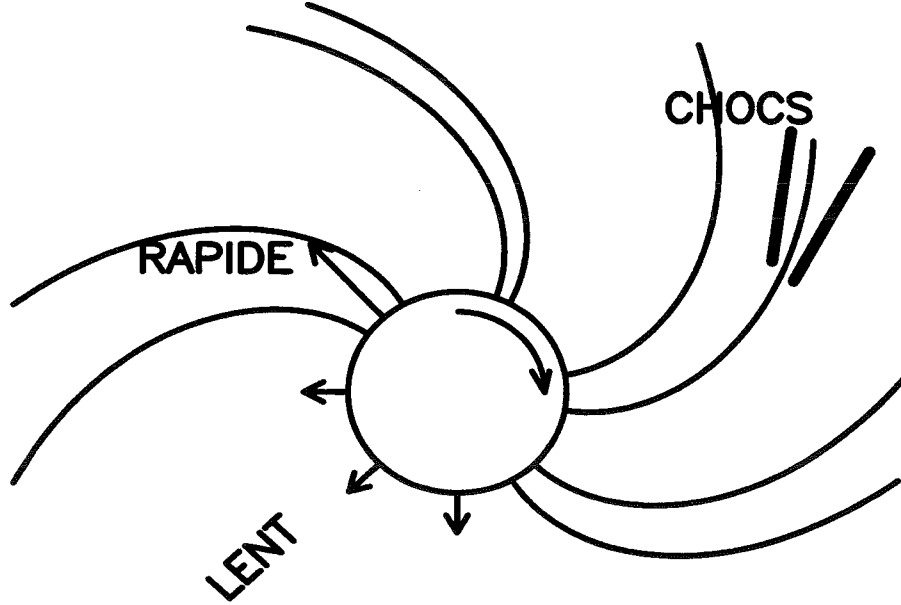


Figure 4.5: Schématisation de la formation d'une CIR dans le cadre d'un modèle de type Vent Solaire

Techniquement parlant, les CIRs ont été simulées en imposant un gradient de vitesse très faible à travers la zone chaude, les vitesses étant de 100 km.s^{-1} environ, et en introduisant un facteur de remplissage f petit. Ce dernier point correspond à l'hypothèse selon laquelle les CIRs occupent une faible fraction de la surface de l'enveloppe.

Un certain nombre de remarques vont nous permettre de poser les premières contraintes sur la position des CIRs et sur la température dans la région, où les raies de N V se forment :

1. Les CIRs doivent être situées au-dessus du minimum de température dans la chromosphère. Dans le cas contraire, il faudrait leur attribuer une taille si importante et choisir un facteur de remplissage si grand, pour compenser la faible densité régnant loin dans le vent, que les profils des raies de $H\alpha$ et de Mg II en seraient affectés. Nous avons trouvé que Δ_3 devait varier entre $0.003R_*$ et $1.4R_*$.
2. La température maximale, dans la région formant la raie de N V, doit se situer dans la fourchette $T_{min}=110\,000 \text{ K}$ et $T_{max}=160\,000 \text{ K}$. En-dessous de la première, une raie significative de N IV apparaît ; au-dessus de la seconde,

l'intensité de la raie de N V passe sous la valeur observée, quelle que soit la valeur de f .

Avec ces seules contraintes, il est toujours possible de trouver une valeur de f permettant d'obtenir un bon accord avec les observations. Pour aller plus loin, nous avons donc entrepris le calcul du flux X, que nous avons supposé produit dans les CIRs. La luminosité X d'AB Aur dans l'intervalle de fréquence $[\nu_1 = 0.1 \text{ keV} - \nu_2 = 2.4 \text{ keV}]$ (bande passante de ROSAT) a été posée comme :

$$L_X = 16\pi^2 R_{htz}^2 \Delta R f \int_{\nu_1}^{\nu_2} \varepsilon_{\nu}^{\text{ff}} e^{-\tau_{\nu}} d\nu \quad (4.9)$$

Ici, $\varepsilon_{\nu}^{\text{ff}}$ est la puissance par unité de volume et par unité de fréquence dans l'intervalle $[\nu_1 - \nu_2]$ due au bremsstrahlung thermique et s'écrit :

$$\varepsilon_{\nu}^{\text{ff}} = 6.8 \times 10^{-38} Z^2 n_e n_i T^{-1/2} e^{-h\nu/kT} g_{ff}^{-} \quad (4.10)$$

Ici, $g_{ff}^{-}(T, \nu)$ désigne un facteur de Gaunt moyenné sur les vitesses. Il existe de nombreuses expressions analytiques (approximatives) pour $g_{ff}^{-}(T, \nu)$ suivant les différents régimes physiques considérés (voir par exemple Rybicki & Lightman, page 160). Le calcul numérique (Karzas & Latter 1961) montre que pour $10^{-4} < u \equiv h\nu/kT < 1$, g_{ff}^{-} est compris entre 1 et 5. Cette gamme de valeur de u correspond à celle que nous explorons avec notre modèle. C'est pourquoi, par simplification, la valeur du facteur de Gaunt a été fixée à l'unité. Comme on peut le voir dans l'équation (4.9), nous avons tenu compte de l'absorption du rayonnement X par le milieu ambiant, essentiellement composé d'électrons libres. τ_{ν} est l'épaisseur optique de la région du vent qui entoure les CIRs, déduite du coefficient d'absorption free-free thermique usuel, qui s'écrit via la loi de Kirchhoff :

$$\chi_{\nu}^{\text{ff}} = \frac{\varepsilon_{\nu}^{\text{ff}}}{4\pi B_{\nu}(T)} \quad (4.11)$$

f est le facteur de remplissage dû aux CIRs. La quantité $\varepsilon_{\nu}^{\text{ff}}$ dépendant de la température du plasma et des densités en électrons n_e et en ions n_i . Nous avons donc supposé que la température maximale du plasma dans les CIRs était de $T_{\text{CIR}} = 10^7 \text{ K}$; cette valeur a été empruntée à Zinnecker & Preibisch (1994), afin de comparer nos calculs à leurs observations avec ROSAT.

Grâce à cette hypothèse sur l'origine du flux X, nous avons obtenu une relation supplémentaire entre la position et le facteur de remplissage dû aux CIRs ($f = 10^{-3}$). Une exploration de l'espace des paramètres nous a alors fournis un modèle (voir tableau 4.2) en très bon accord avec l'ensemble des données observationnelles à notre disposition : la raie de C IV dans le cadre de ce modèle est large, décalée vers le bleu et en absorption. Il n'y a pas d'émission pour les raies de N IV (1718.51 Å, 7651.4 Å) ; les raies de $H\alpha$ et de Mg II, elles, ont un profil PCygni ; la valeur de la discontinuité de Balmer est conforme à celle mesurée par Garrison (1978).

Table 4.2: Paramètres du meilleur modèle. La valeur de R_{ph} est identique à celle donnée dans le tabelau 4.1

R_{ch}	T_{max}	T_0	Δ_3	Δ_4	T_{htz}	v_D	f
1.04 R_{ph}	17 000 K	3000 K	0.05 R_{ph}	0.01 R_{ph}	140 000 K	75 km.s ⁻¹	7.e-3

La figure (4.6) présente le profil synthétique des raies de N V et de Mg II. Comme nous l'avons dit au paragraphe 4.2, cette raie de Mg II est formée dans la photosphère ; les calculs avec ETLA montrent qu'elle résulte de l'ionisation radiative du niveau inférieur de la transition, par le flux UV issu des couches internes de l'étoile, et de recombinaisons collisionnelles sur le niveau supérieur de cette transition. Le petit écart entre le profil théorique et le profil observé est très probablement causé par la présence de lumière diffusée dans la raie observée. Il pourrait aussi être la conséquence d'erreurs dans les valeurs des données atomiques (force d'oscillateur ou constante d'amortissement pour le profil Voigt) que nous avons utilisées. Le profil théorique de la raie N V est légèrement plus plat que celui observé, ce qui suggère que la distribution des globules chauds, telle qu'elle a été simulée, n'est pas complètement exacte. On peut aisément deviner que l'accord serait meilleur dans les ailes de la raie, si l'on avait plus de CIRs à vitesse faible ou, si l'on avait tenu compte de la composante azimutale du champ de vitesse dans le vent, due à la rotation.

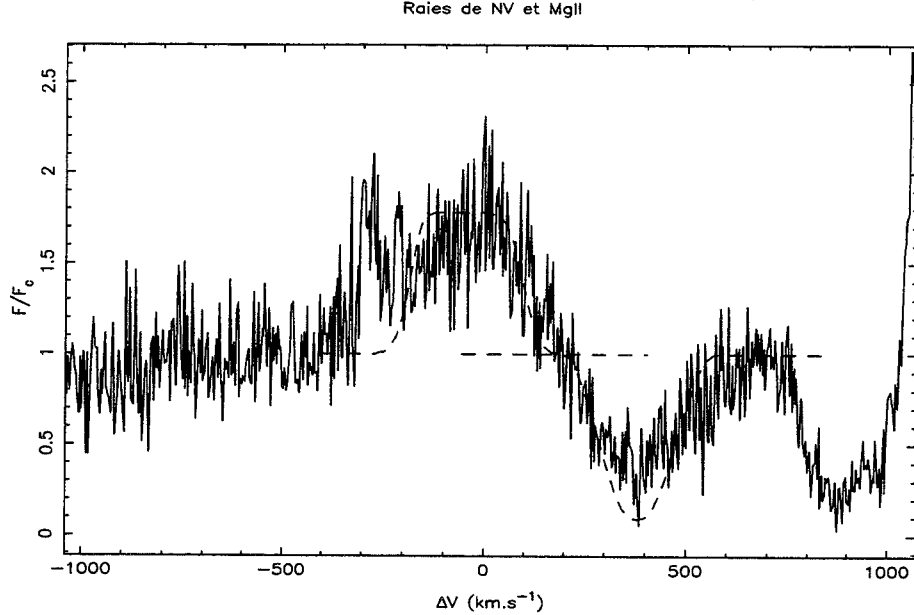


Figure 4.6: Profils des raies de N V et de Mg II obtenus avec le meilleur modèle (traits tirets) superposés sur le spectre observationnel

Sur la figure (4.7) nous avons tracé des profils de la raie N V obtenus pour

différentes valeurs du facteur de remplissage, pour illustrer l'évolution du profil en fonction de f . Le profil pour le modèle homogène ($f = 0$) est tracé pour comparaison. Les trois autres profils diffèrent uniquement par le coefficient a_2 du facteur $r_2(\theta)$ (voir plus haut), contribution azimutale au facteur de remplissage.

Nous avons utilisé les fonctions sources, les opacités et les champs de rayonnement fournis par le modèle dans différentes transitions (raies et continus), pour évaluer la part des CIRs dans les pertes radiatives du vent d'AB Aur. Les calculs ont montré que ces pertes radiatives sont essentiellement le fait des raies de C IV et de N V, dans les parties des CIRs où la raie N V se forme. Pour les continus, ce sont ceux de N V et celui de Lyman qui dominent. Dans les parties les plus chaudes des CIRs, le rayonnement X domine. Ces résultats sont rassemblés dans le tableau (4.3), avec les pertes radiatives d'autres éléments pour comparaison.

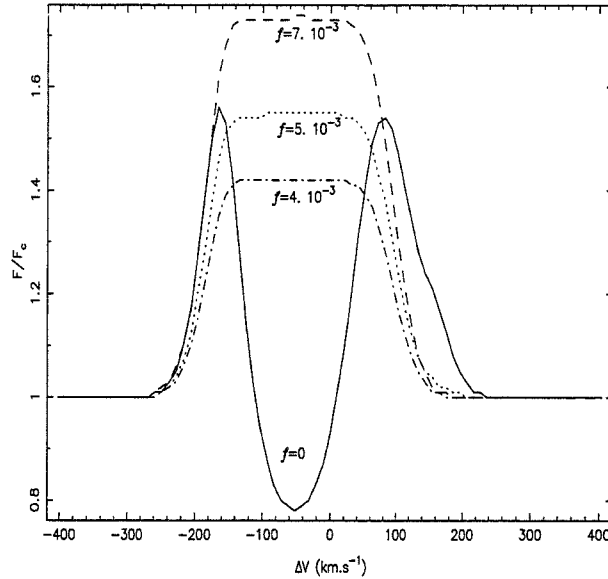


Figure 4.7: Evolution du profil de la raie de N V en fonction du facteur de remplissage

4.5 Discussion

Si l'équilibre énergétique global du vent d'AB Aur est peu affecté par la présence des CIRs, puisque $E_{CIR}^-/E_{tot}^- \approx 2. \times 10^{-4}$, il n'en reste pas moins que le flux d'énergie, qui doit être déposé dans les CIRs, afin d'expliquer les pertes radiatives que ces structures induisent, est très supérieur au flux d'énergie cinétique à travers les CIRs (ce flux est évalué en prenant $\dot{M} = 1.1 \times 10^{-8} M_{\odot}.\text{an}^{-1}$ et une différence de vitesse entre jets lents et jets rapides de 100 km.s^{-1}).

Table 4.3: Contributions principales aux pertes radiatives dans les CIRs

Transitions	E_{CIR}^- (ergs.s ⁻¹)
Mg II $^2S - ^2P^o$	4.5 (+26)
C III $^1S - ^1P^o$	1.7 (+28)
C IV $^2S - ^2P^o$	2. (+30)
Cont. C III	5.4 (+28)
Cont. C IV	9. (+28)
N IV $^1S - ^1P^o$	4.5 (+28)
N IV $^1P^o - ^1D$	2.8 (+27)
N V $^2S - ^2P^o$	4.8 (+30)
Cont. N IV	1. (+29)
Cont. N V	7.6 (+29)
H α	4.9 (+26)
H β	3.8 (+26)
H γ	2.4 (+26)
H δ	2.3 (+26)
P β	1.1 (+26)
P γ	1.5 (+26)
Cont. Lyman	1.3 (+29)
Cont. Balmer	5.2 (+28)
Cont. Paschen	1.4 (+28)
Cont. Brackett	7. (+27)
Cont. Pfund	3.9 (+27)
Cont. Humphrey	2.5 (+27)
X [0.1-2.4 keV]	3.3 (+29)
Total	8.3 (+30)

Il est donc fort probable que d'autres processus dissipatifs soient à l'oeuvre. La structure du vent en jets lents et rapides trouve une explication naturelle dans la présence d'un champ magnétique, pouvant être généré dans une zone sub-photosphérique turbulente, comme l'ont récemment proposé Lignières et al. (1996). Un tel champ magnétique, qui donne aux jets leur profil caractéristique en forme de spirale, assure que les chocs entre les jets sont des chocs MHD avec une composante du champ parallèle au plan du front de choc (Mullan 1984). Dans ce cas, des mécanismes de dissipation d'ondes Alfvén ou de chauffage ohmique sont probablement à l'oeuvre. Avec un champ magnétique de 100 G, qui correspond au champ d'équipartition à la surface de l'étoile (Catala et al. 1993), le flux d'énergie magnétique à travers les CIRs est alors supérieur de plusieurs ordres de grandeur aux pertes radiatives des CIRs. S'il existe, ce champ magnétique constitue donc un réservoir d'énergie très suffisant pour expliquer ces phénomènes.

Même si la présence de CIRs dans le vent d'AB Aur est fortement suggérée par la modulation rotationnelle dont nous avons déjà parlé, elle n'est pas définitivement démontrée. On peut donc envisager des alternatives au scénario que nous avons proposé dans cette étude. Une des plus intéressantes fait appel à un modèle de vent confiné par un champ magnétique, comme celui proposé par Babel & Montmerle (1997) pour le vent de l'étoile Ap IQ Aur : les raies de N V et l'émission X proviendraient alors d'une région post-choc située dans le plan équatorial magnétique, sur lequel des courants de plasma, guidés par le champ magnétique, entrent en collision. Les études détaillées de la variabilité de la raie N V et du flux X permettraient de discriminer entre ces types de mécanismes. Si une variabilité périodique était observée, cela soutiendrait l'interprétation en termes de CIRs ; dans le cas contraire, c'est le modèle de vent confiné sur l'équateur magnétique qui s'imposerait comme le plus vraisemblable.

Dans le même ordre d'idées, on peut aussi envisager que l'azote V et le flux X soient produits à la base de colonnes d'accrétion sur les pôles d'AB Aur. Cette hypothèse a été avancée récemment par Catala et al. (1998) pour expliquer (i) la présence d'une composante décalée vers le rouge, de la raie He I D3 à 5876 Å (voir chapitre 5) (ii) les déformations constatées sur les raies photosphériques. La vitesse de la matière dans ces flots d'accrétion, dont l'origine reste encore à déterminer, s'élèverait jusqu'à 300 km.s⁻¹, dans la région de formation de la raie He I D3, mais ne serait plus que de 70 km.s⁻¹ au niveau de la photosphère. L'énergie cinétique alors disponible ($\dot{E}_c = 1/2 \dot{M} v^2$ où \dot{M} est le taux d'accrétion) pourrait s'élever à quelques 10³¹ ergs.s⁻¹, si le taux d'accrétion est de l'ordre de quelques 10⁻⁸ M_☉.an⁻¹ (conformément à nos résultats sur la modélisation des raies de He I, voir chapitre 5). Le réservoir d'énergie ainsi disponible serait alors suffisant pour rendre compte du flux X mesuré par ROSAT et des pertes radiatives dues à la raie de N V. Même si dans son état actuel, ETLA n'est pas en mesure de travailler sur des champs de vitesse tels que ceux qui sont présent dans des flots d'accrétion, nous nous sommes livrés à la simulation suivante. Nous avons placé à la base de vent une zone chaude, avec les mêmes caractéristiques que celles du modèle que nous venons de présenter. Lors de l'intégration de l'intensité spécifique émergente sur les paramètres d'impact, nous avons utilisé une fonction de pondération $r(\theta, \phi)$ (cf. équation 4.4) telle que $r_2(\theta) = a(\theta) \sin(\theta)$, ce qui permet de représenter une concentration de N V dans les régions polaires de l'étoile. A une différence près (le champ de vitesse est en expansion au lieu d'être en contraction), c'est ce qui devrait se passer si des colonnes d'accrétion arrivent dans les dites régions. Les profils que nous obtenons ne sont jamais aussi intenses que celui qui est observé, à cause du facteur $\mu = \cos \theta$ qui intervient dans les équation et qui contribue à diminuer les termes aux hautes latitudes ($\theta \rightarrow \frac{\pi}{2}$). Une solution évidente à ce problème est alors de considérer que l'axe de l'étoile est incliné sur la ligne de visée. L'angle que nous déduisons, $i \approx 53^\circ$, est inférieur à celui déterminé par Mannings & Sargent (1997) ou Catala et al. (1998), à savoir $i \approx 78^\circ$. Pour pouvoir réellement en déduire des informations fiables, il serait toutefois nécessaire d'introduire dans les

calculs un champ de vitesse approprié au problème et ne pas se limiter aux valeurs des paramètres déduites du présent travail.

On peut également faire appel à l'effet Auger, au moins en ce qui concerne la formation de l'ion azote V : il s'agit de l'ionisation des éléments par le flux X, même dans des régions de faible température. L'énergie déposée dans le vent produit un chauffage à 10^6 K, lui-même responsable de l'effet Auger qui produit N V. Autrement dit, dans ce cas, il n'y a pas de zone à 140 000 K. Des chocs ou des reconnexiones de boucles magnétiques par exemple, produisent des régions à 10^6 K, qui rayonnent en X, ce flux X ionisant les régions situées plus loin. Dans ce type de modèle, la variabilité du flux X se répercuterait sur celle de la raie N V ; on devrait donc observer une corrélation entre les variations mais, a priori ces dernières ne devraient pas être périodiques. Là aussi, la solution viendrait des observations.

4.6 Conclusion

Grâce aux observations du télescope spatial Hubble, il a été possible de montrer que des éléments très ionisés étaient présents dans le vent d'AB Aur. Ce résultat nous a conduit à un nouveau modèle pour le vent de cette étoile, qui inclue l'ancien modèle de Catala & Kunasz (1987), mais qui nous contraint à abandonner l'hypothèse de symétrie sphérique.

Un calcul détaillé des raies pour la structure N IV - N V - N VI nous a permis de montrer que les modèles impliquant les CIRs sont les mieux adaptés pour expliquer les observations. Des températures de 140 000 K sont nécessaires à la formation des raies de résonance de N V, tandis que des températures de 10^6 K sont requises pour expliquer le flux X. Le facteur de remplissage dû aux CIRs est faible ($7. \times 10^{-3}$), de même que les pertes radiatives qui s'y produisent.

Une variabilité des raies de N V et du flux X est attendue dans le cadre de ce modèle. Il est donc important de réaliser de nouvelles observations, ce qui nous permettrait de valider ou d'infirmer nos hypothèses. C'est pourquoi, nous avons soumis (avec Claude Catala, Torsten Böhm et Ted Simon) une nouvelle demande de temps pour le spectrographe STIS à bord du HST.

D'autres HAEBES sont concernées par cette étude, en particulier BD+46°3471, qui a été observée par ROSAT avec un flux important. Mais le cas le plus intéressant est HD104237. Cette étoile (type spectral A4IV0) présente de nombreuses similitudes spectrales avec AB Aur, notamment pour les raies de Mg II h & k. C'est également l'étoile d'Herbig la plus brillante recensée jusqu'à présent avec une magnitude visuelle de 6.6. De nombreuses raies UV (C IV, Mg II....) sont visibles sur les spectres IUE, et les nombreux profils PCygni recensés indiquent qu'un vent existe dans cette étoile. Elle a été détectée en X avec le satellite ASCA (Skinner & Yamauchi 1996) et ces auteurs rapportent que, sur les spectres GHRS/HST, une raie est visible à 1238.8 Å correspondant très probablement à la raie de N V que nous avons étudiée, mais aucune étude n'a été menée pour le confirmer. HD104237 est donc la candidate

idéale pour élargir notre échantillon d'étoiles concernées par les CIRs. Mais le plus intéressant concerne la détection par Donati et al. (1997) d'un champ magnétique à sa surface. Cette observation donne un crédit supplémentaire à notre travail et encourage fortement de nouvelles tentatives de détection d'un champ magnétique pour le cas d'AB Aur.

4.7 Publication A&A

Bouret J.-C., Catala C., Simon T., 1997, "Nitrogen V in the wind of the pre-main-sequence Herbig Ae star AB Aurigae", 328, 606

Nitrogen V in the wind of the pre-main sequence Herbig Ae star AB Aurigae^{*}

J.-C. Bouret¹, C. Catala¹, and T. Simon²

¹ Laboratoire d'Astrophysique de Toulouse, CNRS UMR 5572, Observatoire Midi-Pyrénées, 14, Avenue Edouard Belin, F-31400 Toulouse, France

² Institute for Astronomy, University of Hawaii, 2680 Woodlawn Drive, Honolulu, Hawaii 96822, USA

Received 12 May 1997 / Accepted 5 August 1997

Abstract. Recent GHRS observations of the Herbig Ae star AB Aur demonstrate the presence of N V in the wind of this star. This result reveals temperatures much higher than those previously considered for the wind of AB Aur. We show that homogeneous spherically symmetric models are unable to reproduce the available observations, including the C IV resonance lines in absorption and the absence of N IV emission. We then study models including hot ($T \approx 140,000$ K) clumps, and argue that the N V lines can be formed in such hot regions. The filling factor of the hot clumps can be as small as a few 10^{-3} . This type of clumpy structure of the wind is expected in the framework of a model of the wind of AB Aur, in which fast and slow streams alternate, and produce shocks where fast streams overtake slow ones. The presence of shocks in the wind of AB Aur would also be consistent with its X-ray emission.

Key words: line: profiles – stars: AB Aur – stars: chromospheres – stars: pre-main sequence – stars: mass loss

1. Introduction

The class of the Ae/Be Herbig stars was defined by Herbig in 1960, as a group of stars of spectral types earlier than F0 with emission lines, embedded in dense molecular clouds, and illuminating bright reflection nebulae. More than thirty years later, the pre-main sequence nature of these stars is now well established (Strom et al. 1972; Finkenzeller & Jankovics 1984). According to the standard theory of stellar evolution, pre-main sequence stars with intermediate masses ($2-5 M_{\odot}$) do not have

outer convection zones. Since stellar activity is generally considered to be linked to the existence of such convection zones which give rise to magnetic fields or acoustic waves, activity manifestations are unexpected in Herbig stars. However, strong evidence for activity and stellar winds have been observed for most of them. The resonance lines of Si IV and C IV (Catala et al. 1984), or emission in Mg II h and k, He I 5876 Å, etc., are clues for the existence of heated layers in the outer atmosphere of these stars, while P Cygni profiles of Mg II h and k and of hydrogen Balmer lines are characteristic of stellar winds.

Among the Herbig Ae stars, AB Aurigae (A0Ve) is usually considered as the prototype of the whole class. All the wind and activity signatures listed above are observed in its spectrum (Böhm & Catala 1993 and 1994; Catala et al. 1993). A model of its wind, including an extended chromosphere, has been developed, to account for the spectral features that are observed (Catala et al. 1984; Catala & Kunasz 1987; Catala 1988). Constraints on the structure of the wind have been deduced from the studies of the C IV resonance lines seen in absorption, and the P Cygni profile of Mg II h and k and H α . The chromosphere was found to be extended over $1.5 R_{*}$ and its maximum temperature to be 17000 K. A mass loss rate of the order of $10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ was also derived from this model. The radiative losses due to the chromosphere have been evaluated by Catala (1989), who found a total amount of several percent of the bolometric luminosity of the star. The major contribution to these radiative losses comes from the Balmer continuum, accounting for more than half of them.

Observations performed with ROSAT (Zinnecker & Preibisch 1994) have shown that among a sample of 21 Herbig stars, 11 of them exhibit X-ray emission. AB Aur is one of these stars, with $L_X/L_{\text{bol}} = 1.6 \times 10^{-6}$. Several scenarios have been developed to explain the origin of this emission, some of them suggesting the presence of unresolved T Tauri companions around the Herbig stars, or the existence of a disk corona. However the existence in the wind of layers heated to temperatures much higher ($T \geq 10^6$ K) than those previously supposed is often considered; the location of these layers and the heat-

Send offprint requests to: J.-C. Bouret (bouret@astro.obs-mip.fr)

^{*} Based on observations with the NASA/ESA Hubble Space Telescope (HST), which is operated by the Space Telescope Science Institute under NASA contract NAS5-26555 to the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc. and on observations made by the International Ultraviolet Explorer (IUE) and collected at the Villafranca Satellite Tracking Station of the European Space Agency.

ing mechanism are still unknown, but this hypothesis seems to be the most convincing cause for the X-ray emission. With respect to this last point, the presence of such heated zones could also induce the formation of species like O VI or N V since high temperatures are required to form such ionization stages, even if these species can be formed with lower temperatures than those needed to produce X-rays (Catala 1984; Catala & Kunasz 1987).

In the last years, many observations of rotational modulation for several lines of the spectrum of AB Aur have been accumulated (Böhm et al. 1996), leading to the conclusion that azimuthal structures are present in the wind of this star, which are interpreted as the alternation on the line of sight of fast and slow streams, probably linked to the existence of a magnetic field. Due to the strong difference of velocities of the two sorts of streams, shocks are expected to form where the fast streams overtake slow ones, leading to a strong increase of the local temperature, probably high enough to produce the aforementioned species, as well as the X-ray emission. This idea is strengthened by the fact that Donati et al. (1997) have recently obtained the first direct clue of the existence of a magnetic field in Herbig stars, thanks to polarimetric observations of the star HD 104237 (spectral type A4V).

In Sect. 2 we describe the observation of N V and C IV resonance lines by HST. Sect. 3 presents the wind and atomic models that have been used in this work, as well as a summary of the method used to solve the transfer equation. Results and their significance are discussed in section IV, and a conclusion is given in Sect. 5.

2. Observations and data reduction

2.1. HST observations

AB Aur was observed at intermediate spectral resolution with the Goddard High Resolution Spectrograph (GHRS) aboard the Hubble Space Telescope (HST) on 1996 February 23. Two spectral regions were observed, the 1536–1563 Å region surrounding the C IV doublet at 1548.2, 1550.8 Å (dataset Z33W0104T), and the 1226–1253 Å region which is centered on the N V doublet at 1238.8, 1242.8 Å (dataset Z33W0105T). The observations were acquired with the G140M grating and through the large science aperture. The integration times were 980 seconds at C IV and 6093 seconds at N V, respectively. In both cases, we followed the standard observing procedures, as described in the GHRS *Instrument Handbook* (Soderblom et al. 1995). These include sub-stepping the spectrum by fractional diodes of the Digicon detector for better sampling, moving the spectrum by integral numbers of diodes to correct for diode defects, and multiple-diode rotations of the grating to help remove the fixed pattern noise. The wavelength scales were verified and adjusted according to the SPYBAL calibration spectrum that accompanies each science observation (see Soderblom et al. 1995); corrections of -0.052 Å were made to the zero-points of the wavelength scales at both N V and C IV. In addition to the correction on the wavelength scale due to the instrumental

Table 1. Atomic transitions giving rise to the lines observed on the HST spectrum.

Wavelength	Species	Transition
1238.8	N V	$2s^2S_{1/2} - 2p^2P_{3/2}$
1240.4	Mg II	$3s^2S_{1/2} - 4p^2P_{3/2}$
1242.8	N V	$2s^2S_{1/2} - 2p^2P_{1/2}$
1243.2	N I	$2p^3^2D_{3/2}^o - 2p^23s^2D_{5/2}$
1243.3	N I	$2p^3^2D_{3/2}^o - 2p^23s^2D_{3/2}$
1249.8	P II	$3p^2^1D_2 - 3p4s^1P_1^o$
1249.9	Mg II	$3p^2P_{3/2}^o - 10s^2S_{1/2}$
1250.1	Si II	$3s3p^2^2D_{3/2} - 3p^3^2D_{3/2}^o$
1250.5	S II	$3s^23p^3^4S_{3/2}^o - 3s3p^4^4P_{1/2}$
1253.3	S I	$3p^4^3P_1 - 3p^3(^4S^o)6d^3D_2^o$

drift in zero-point, we also corrected it for the radial velocity of the star ($+21 \text{ km.s}^{-1}$).

2.2. The line profiles

The data supplied by the standard pipeline processing of HST were analyzed within STSDAS/IRAF. Fig. 1 shows the spectrum in the region of the C IV resonance lines. As observed repeatedly in the past (Catala & Talavera 1984; Catala et al. 1987), the C IV resonance doublet appears purely in absorption. The lines are broad, asymmetric, with a clear extension toward the blue, indicating that they are formed in the wind. The violet edge of the lines corresponds to a velocity of about -260 km.s^{-1} , a value similar to that obtained by Catala & Talavera (1984).

Fig. 2 shows the observed spectrum in the wavelength region of the N V resonance doublet. In order to ascertain the presence of N V lines in the spectrum presented in Fig. 2, we have identified all the features appearing in this spectrum, thanks to Kurucz's synthetic spectrum for $T_{\text{eff}} = 10000 \text{ K}$ and $\log(g)=4$, adequate for AB Aur (Böhm & Catala 1993). Table 1 lists the atomic transitions responsible for the lines. The deep absorption (almost saturated) at $\lambda \sim 1242.5 \text{ Å}$ is most likely the blueshifted absorption component of a PCygni profile for the N I multiplet 5 lines. We have checked on IUE spectra that the multiplet 4 of N I is present, strengthening this identification. These lines are presented in Fig. 3. Both lines of N I multiplet 4 are blueshifted and purely in absorption. The violet edge of the line at 1492.6 Å is $\Delta V \sim 203 \text{ km.s}^{-1}$, while that of the line at 1494.6 Å is $\Delta V \sim 193 \text{ km.s}^{-1}$. These values are to be compared with the one found for the absorption component of the P Cygni profile mentioned above, which is $\Delta V \sim 277 \text{ km.s}^{-1}$. It is likely that all these lines are formed in the wind, but since the multiplet 5 lines are formed in a region where the continuum is weaker, they appear more easily with a P Cygni profile. The discrepancy between the blueshifts of the absorption troughs of these two multiplets is not surprising since the corresponding spectra have been obtained at different dates, and since the velocity in the wind of AB Aur is known to vary significantly with time (Praderie et al. 1986).

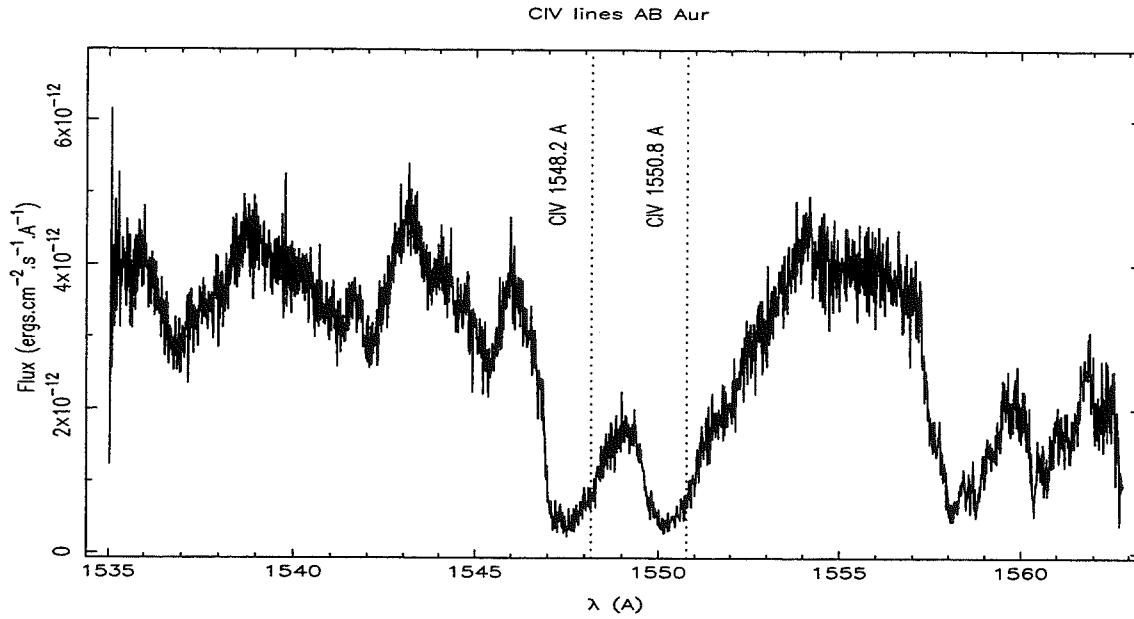


Fig. 1. Observed spectrum of AB Aur, obtained with GHRS spectrograph of HST, the region of the C IV resonance doublet.

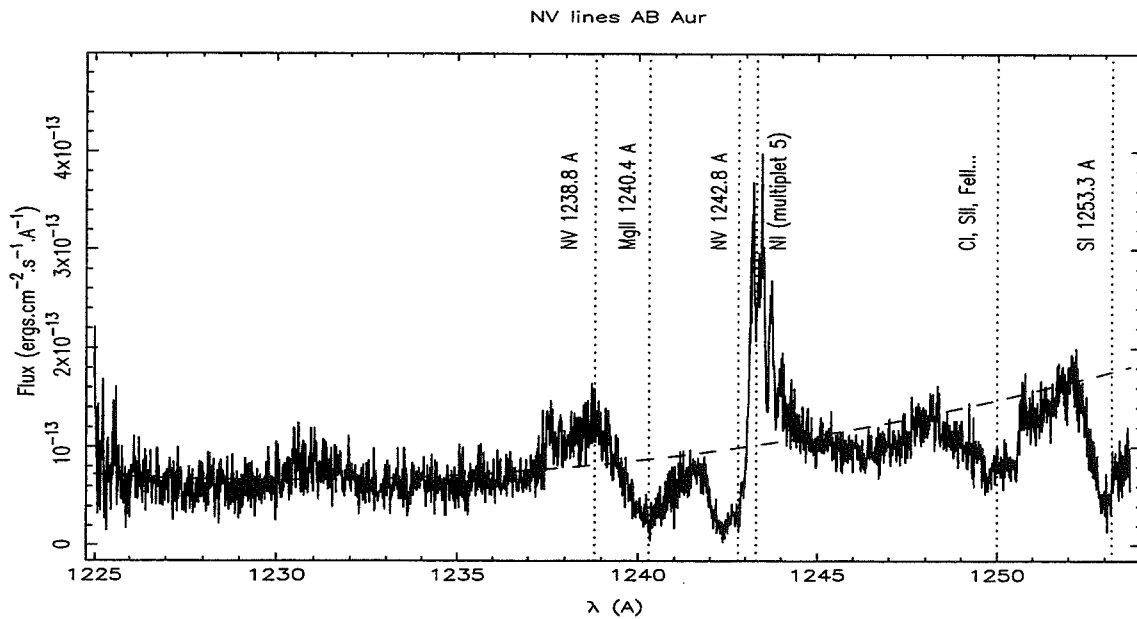


Fig. 2. Observed spectrum of AB Aur, obtained with GHRS spectrograph of HST, in the spectral region of the N V resonance doublet. The dashed line represents the continuum used to normalize the spectrum. Vertical dotted lines indicate the lines identified in the spectrum.

A particular attention was given to the absorption feature at 1240.4 Å, which could be falsely interpreted as the absorption component of an inverse P Cygni profile of N V. We have checked that it is in fact the 3s-4p resonance line of Mg II. We have calculated this line with the ETLA code (see below) in the frame of the photosphere-chromosphere-wind model of Catala & Kunasz (1987), and have found that it is purely photospheric, and appears in absorption in the synthetic spectrum, centered at the rest wavelength. Since the stellar rotation influences the shape of this line, we have convolved the profile produced by

ETLA with the rotational profile of AB Aur ($v \sin i = 80 \text{ km.s}^{-1}$; Böhm & Catala 1993). Since the final synthetic profile fits reasonably well the observed one, we conclude that this feature in the HST spectrum can be identified as the 3s-4p resonance line of Mg II.

We identified the emission feature detected at $\lambda \sim 1238.8 \text{ Å}$ as one component of the 2s-2p resonance doublet of N V. We should therefore in principle see the other component of this doublet at $\lambda \sim 1242.8 \text{ Å}$. Unfortunately, this second component is totally blended with the absorption component of the N I

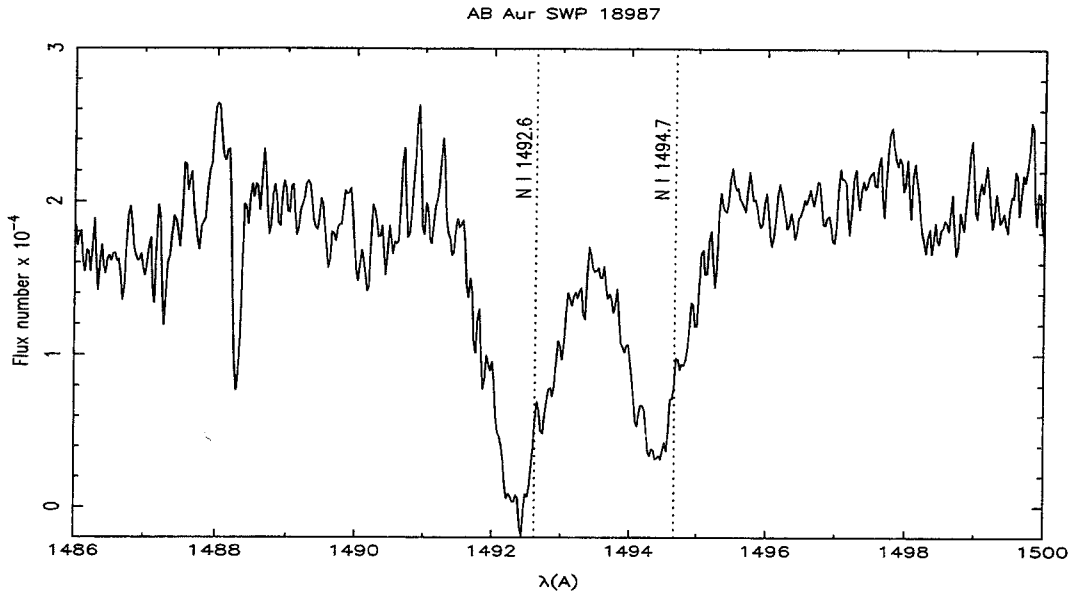


Fig. 3. IUE spectrum of AB Aur, in the region of N I multiplet 4. The wavelength scale was set with respect to the interstellar line of C I at 1656.93 Å, also present in the IUE spectrum.

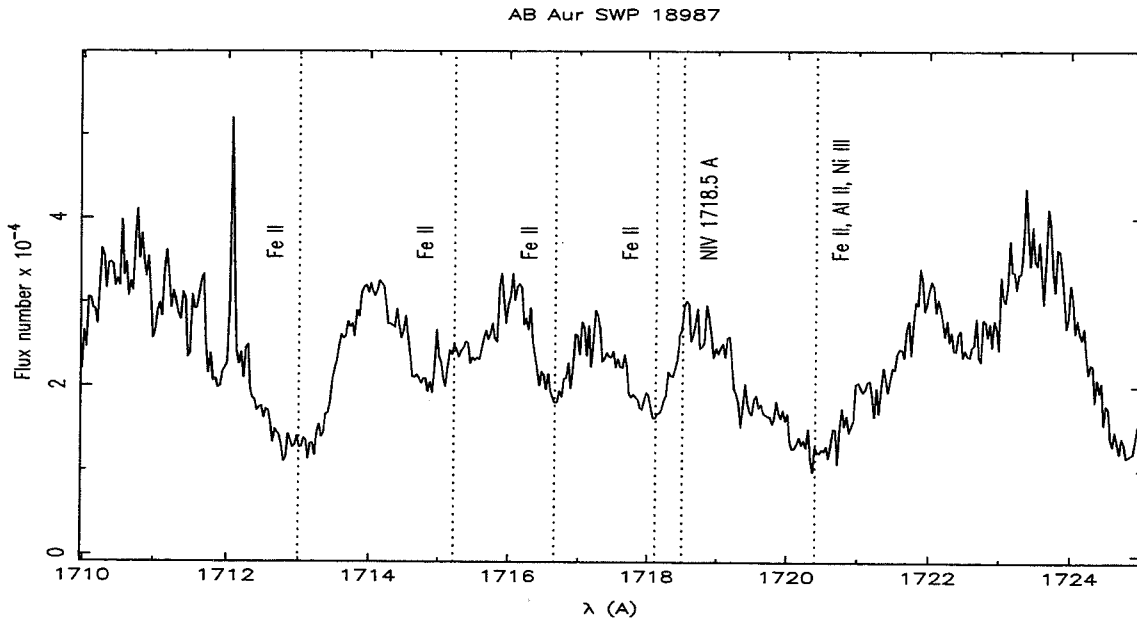


Fig. 4. IUE spectrum of AB Aur, in the region of N IV multiplet 7. The wavelength scale was set with respect to the interstellar line of C I at 1656.93 Å, also present in the IUE spectrum.

lines of multiplet 5. A very weak emission seen at this wavelength probably corresponds to this second line of the resonance doublet of N V. We thus conclude that the resonance doublet of N V is present in the GHRS spectrum of AB Aur.

Finally, we have searched IUE spectra of AB Aur for the N IV line at 1718.51 Å (multiplet 7), and our own archive of MUSICOS spectra for the N IV line at 7651.4 Å. Neither of these two lines was detected. Fig. 4 shows the IUE spectrum on the region of the N IV line at 1718.51 Å. Clearly, no conspicu-

ous line is seen at 1718.51 Å. The other lines of this spectrum have been identified thanks to the atomic data table of Kelly & Palumbo (1973); in addition, our identifications have been strengthened by comparison with the spectral atlas of the normal B star ν Capricorni (spectral type B 9.5) elaborated by Artru et al. (1989).

We thus conclude that the ionization balance of nitrogen is shifted toward higher ionization stages in the region of the

wind producing the N V resonance lines, which will constitute a powerful constraint on the models presented below.

3. Formation of N V lines

3.1. The atmospheric model

The presence of N V resonance lines indicates temperatures much above those of the current model of AB Aur's wind (Catala & Kunasz 1987, hereafter CK), which includes a maximum temperature of 17000K in the chromosphere. We therefore need to introduce an additional high temperature zone (hereafter HTZ) in the model of CK. In the following of this paper, we first consider a spherically symmetric model, then departures from spherical symmetry inspired from the azimuthal structures in the wind witnessed by the rotational modulation detected in some lines of AB Aur (Praderie et al. 1986; Catala et al. 1986). Although the basic model is fully described in CK, we recall here some of its principal properties.

We use a non-rotating and spherically expanding model of stellar wind. All the variables used in the model are functions of the radial distance r from the center of the star. At the base of the wind, we put a classical photosphere (Kurucz) in radiative and hydrostatic equilibrium; the temperature in the photosphere decreases outward, until it reaches a minimum value $T_{min} < T_{eff}$.

The velocity law of the expanding atmosphere is monotonically increasing outward, and is given as a linear function of r . The density is determined through the equation of continuity, by using the velocity law and the assumed value of \dot{M} . In addition to this expansion velocity field, we assumed the existence of macroscopic turbulent motion in the wind. We have taken it into account by means of a free parameter, v_D , considered as a Doppler random velocity. This parameter acts as a non thermal broadening component in the intrinsic line profile.

The difference between the "classical" model of CK, and the present one, is the temperature law in the expanding wind. In the model of CK, which includes only a moderate temperature chromosphere, the temperature law is governed by four parameters, T_{max} , Δ_1 , Δ_2 , T_0 :

$$T(r) = \begin{cases} T_0 + (T_{max} - T_0) \exp \left[-4 \ln 2 \frac{(r - R_{ch})^2}{\Delta_1^2} \right] & \text{if } R_{ph} \leq r \leq R_{ch} \\ T_0 + (T_{max} - T_0) \exp \left[-4 \ln 2 \frac{(r - R_{ch})^2}{\Delta_2^2} \right] & \text{if } R_{ch} < r \end{cases} \quad (1)$$

the maximum temperature T_{max} being reached in the chromosphere at the point R_{ch} given by:

$$R_{ch} = R_{ph} + \frac{\Delta_1}{2(\ln 2)^{1/2}} \left[\ln \left(\frac{T_{max} - T_0}{T_{eff} - T_0} \right) \right]^{1/2} \quad (2)$$

where R_{ph} is the photospheric radius. Δ_1 and Δ_2 control respectively the position of the maximum temperature, and the chromospheric extension, while T_0 is the temperature of the cool region in the external part of the wind. All these parameters have

been tightly constrained by CK on the basis of Mg II, H α , and C IV and we considered them fixed; we recall briefly the values they found: $\Delta_1 = 0.08 R_{ph}$, $\Delta_2 = 1.5 R_{ph}$, $T_{max} = 17000K$, $T_0 = 3000K$, $v_D = 45 \text{ km.s}^{-1}$. Furthermore, we used the mass loss rate $\dot{M} = 1.1 \times 10^{-8} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ and the velocity law of their best fit model.

In the present model, we introduce an additional HTZ, controlled by three parameters ($\Delta_3, \Delta_4, T_{htz}$), which describe respectively the position, the width, and the temperature of the HTZ. The maximum temperature in this region T_{htz} is reached at a radial distance from the center of the star, given by

$$R_{htz} = R_{ph} + \Delta_3 \quad (3)$$

Parameter Δ_4 describes the width of the HTZ; the HTZ extends from $R_1 = R_{htz} - \Delta_4$ to $R_2 = R_{htz} + \Delta_4$. The temperature law in the HTZ is then given by:

$$T(r) = \begin{cases} T(R_1) + (T_{htz} - T(R_1)) \exp \left[-4 \ln 2 \frac{(r - R_{htz})^2}{\Delta_4^2} \right] & \text{if } R_1 \leq r \leq R_{htz} \\ T(R_2) + (T_{htz} - T(R_2)) \exp \left[-4 \ln 2 \frac{(r - R_{htz})^2}{\Delta_4^2} \right] & \text{if } R_{htz} \leq r \leq R_2 \end{cases} \quad (4)$$

where $T(R_1)$ and $T(R_2)$ are the temperatures of the CK model at distances R_1 and R_2 , respectively.

3.2. Atomic model

In this work, we have considered three ionization states, N IV, N V, N VI, and for each of them a different number of levels: 5 for N IV, 2 for N V, 1 for N VI. Although the number of levels considered for N V is low, it is sufficient for the accuracy we want to reach. We only consider the first two levels of N V ($2s^2 S_{1/2}$, $2p^2 P_{1/2}^0$) because they are well decoupled from the other levels of the ion. Such an atomic model involves 18 transitions: 11 bound-bound transitions and 7 bound-free transitions. The atomic fine structure was ignored, except for the resonance line of N V we are studying. In this case, we have considered that LTE balance is achieved between the sub-levels, and that there is no difference of energy between them. From the statistical equilibrium equations we obtain the values of n_{nl} , the population of each (n, l) state summed over all j -states. The individual components are then calculated by:

$$n_{nlj} = \frac{(2j+1)}{2(2l+1)} n_{nl} \quad (5)$$

For all the lines, except the N V resonance lines, intrinsic profiles have been assumed Gaussian, with widths calculated from the Doppler random velocity given in the wind model. For the N V resonance lines, we have used a Voigt profile, with a damping parameter a estimated from Sahal-Brechot et al. (1971); since a is dominated by radiative damping, which does not depend on electron density, it has been taken constant over the wind, with a value of 2×10^{-4} .

Collisional excitation and ionization rates as well as some photo-ionization cross-sections have been calculated from data

Table 2. Atomic parameters, E is the energy level and E_i is the ionization energy from this level

No.	Level	Stat. weight	$E(\text{cm}^{-1})$	$E_i(\text{cm}^{-1})$
1	N IV $2s^2\ ^1S$	1	0	624851.0
2	N IV $2s\ 2p\ ^3P^0$	9	67226.6	557624.4
3	N IV $2s\ 2p\ ^1P^0$	3	130695.0	494156.0
4	N IV $2p\ 2p\ ^3P$	9	173553.9	449297.1
5	N IV $2p\ 2p\ ^1D$	5	188885.0	435966.0
6	N V $2s\ ^2S_{1/2}$	2	624851.0	789532.9
7	N V $2p\ ^2P$	6	705445.1	333398.9
8	N VI $1s^2\ ^1S$	1	1414383.9	0

Table 3. Oscillator strengths

Transition	f
N IV $2s^2\ ^1S$ - N IV $2s\ 2p\ ^3P^0$	$5.500\ 10^{-7}$
N IV $2s^2\ ^1S$ - N IV $2s\ 2p\ ^1P^0$	0.620
N IV $2s^2\ ^1S$ - N IV $2p\ 2p\ ^3P$	$1.000\ 10^{-13}$
N IV $2s^2\ ^1S$ - N IV $2p\ 2p\ ^1D$	$1.000\ 10^{-13}$
N IV $2s\ 2p\ ^3P^0$ - N IV $2s\ 2p\ ^1P^0$	$1.000\ 10^{-13}$
N IV $2s\ 2p\ ^3P^0$ - N IV $2p\ 2p\ ^3P$	$1.000\ 10^{-13}$
N IV $2s\ 2p\ ^3P^0$ - N IV $2p\ 2p\ ^1D$	$6.400\ 10^{-4}$
N IV $2s\ 2p\ ^1P^0$ - N IV $2p\ 2p\ ^3P$	$2.830\ 10^{-5}$
N IV $2s\ 2p\ ^1P^0$ - N IV $2p\ 2p\ ^1D$	0.173
N IV $2p\ 2p\ ^3P$ - N IV $2p\ 2p\ ^1D$	$1.000\ 10^{-13}$
N V $2s\ ^2S_{1/2}$ - N V $2p\ ^2P$	0.213

and formulae found in Hubeny's TLUSTY code (Hubeny, private communication): for most of the collisional ionizations, the relations are those of Seaton (1962), while the collisional excitations are treated through the Van Regemorter (1962) formula; the photo-ionizations rates calculations are mostly based on the quantum defect method of Peach (1967). For those of the photo-ionization cross-sections that have not been evaluated with the aforementioned data, we have used data provided by Hidalgo (1968).

Following Catala (1988), we have neglected auto-ionization and dielectronic recombinations, and we have assumed complete redistribution. Finally, we have adopted a nitrogen abundance of $1.12\ 10^{-4}$. All the atomic parameters used here are given in table 2 and table 3.

3.3. Solution of the transfer equation

For the solution of the transfer equation, we have used the method of the equivalent two-level atom (ETLA) in the comoving frame, introduced by Mihalas et al. (1978). A discussion of the use of ETLA in the problem of winds of Herbig Ae/Be stars has been given in CK. We just recall here some important points of this method.

The first step of ETLA is to solve the transfer equation together with the equations of statistical equilibrium, in the comoving frame formulation. Once this step has been performed,

calculations in the observer's frame give the emergent flux, which can be directly compared to observations. Background opacity and emissivity sources are set in LTE, with normal abundances. They include 10 levels for H, 20 levels for He, and a total of 24 levels for C, N, O, Ne, Si and their ions.

The fine structure of the N V resonance doublet was taken into account, which allowed us to compute the bluest line separately.

In a first stage the Doppler random velocity was set to the value found by CK, i.e., $45\ \text{km.s}^{-1}$, then we introduced higher values to improve the fit of the observed line by the synthetic profile (see discussion below).

For models with departures from spherical symmetry, we have first solved the transfer equation in the comoving frame with our spherically symmetric model, and derived the opacities and source functions in spherical symmetry. In a second step, we have calculated the emergent intensity over an arbitrary geometry in the observer's frame, using the source functions computed with the spherically symmetric model.

More precisely, the presence of shocks, producing hot clumps of material in the wind, was simulated by a two-step procedure. First, we built a spherically symmetric model including a geometrically thin shell of high temperature, with a very steep temperature gradient at its inner and outer boundaries. The radiative transfer and statistical equilibrium equations were solved simultaneously for this model, yielding the source functions. Second we calculated the emergent intensity on a set of rays parallel to the line of sight from the observer, in the usual manner (see CK for details). The emergent flux was then computed by integrating the emergent intensity on the different rays, but we introduced the departures from spherical symmetry by weighting this integration by a function $r(\theta, \phi)$, representing the distribution of shocks in the wind. The assumption behind this procedure is that N V is present only in the hot clumps produced by the shocks, so that its opacity is non-zero only on rays that intercept hot clumps. The final integration of the emergent intensity into the emergent flux can thus be written as:

$$F(\nu) = \int_0^{2\pi} d\phi \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos\theta [r(\theta, \phi) I(\nu, \theta) + [1 - r(\theta, \phi)] I(\nu_c, \theta)] d\theta \quad (6)$$

If we assume that the dependence of $r(\theta, \phi)$ can be written as

$$r(\theta, \phi) = r_1(\phi) r_2(\theta) \quad (7)$$

i.e., that the distributions of hot clumps in latitude and longitude are uncorrelated, the expression of $F(\nu)$ becomes:

$$F(\nu) = 2\pi f_\phi \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos\theta r_2(\theta) [I(\nu, \theta) - I(\nu_c, \theta)] d\theta + 2\pi \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos\theta I(\nu_c, \theta) d\theta \quad (8)$$

where

$$2\pi f_\phi = \int_0^{2\pi} r_1(\phi) d\phi \quad (9)$$

In our models, $r_1(\phi)$ is assumed random, so that we just have to specify an azimuthal filling factor f_ϕ , while $r_2(\theta)$ is specifically given. We chose to define $r_2(\theta) = a(\theta)\cos\theta$, where $a(\theta) = a_1$ for the rays that hit the stellar photosphere, and $a(\theta) = a_2$ for rays that do not. In this way, hot clump distributions more or less crowded near the equator can be simulated. The resulting total filling factor is thus:

$$f = \frac{f_\phi}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} r_2(\theta) d\theta \quad (10)$$

As far as the 1548.2 Å CIV line is concerned, the method used to calculate the N V line no longer applies. Indeed, Catala (1988) has shown that this line appears even if the temperature in the wind is about 17000 K. Therefore, it is not possible to consider that the opacity in the line is zero everywhere except in the HTZ, nor that the emergent flux can be calculated with the method introduced hereabove.

We proceeded as follow: the contribution of the HTZ to the emergent specific intensity ($I^1(\nu, \theta)$) has been evaluated by subtracting the emergent specific intensity given by the classical model without the HTZ ($I^0(\nu, \theta)$) from the homogeneous model with the HTZ. Then, clumpiness was introduced when calculating the emergent flux:

$F(\nu) =$

$$\begin{aligned} & \int_0^{2\pi} d\phi \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos\theta [r(\theta, \phi) I^1(\nu, \theta) + [1 - r(\theta, \phi)] I^1(\nu_c, \theta)] d\theta \\ & + \int_0^{2\pi} d\phi \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos\theta I^0(\nu, \theta) d\theta \end{aligned} \quad (11)$$

4. Discussion

4.1. Spherically symmetric models with a high temperature zone

The profile of the N V resonance line depends critically upon the location of the HTZ. If the HTZ is close to the photosphere we obtain a single peak emission profile; models involving an HTZ more and more distant from the photosphere produce a double-peak emission profile, with a central absorption deeper as the HTZ gets closer to the top of the chromosphere. The interpretation of the evolution of the emission profile with the position of the HTZ in the velocity field is as follows.

Close to the photosphere, the velocity is small and the density is high so that a geometrically thin HTZ, with temperatures of the order of 60,000 K, is sufficient to reproduce the observed N V line. In spite of the relatively high density in this region, the HTZ is optically thin. The broadening due to the velocity field is small, and in all cases smaller than the Doppler width of the line. On rays that do not hit the stellar surface, two components are formed, one from the part of the HTZ moving toward

us (with negative projected velocity), the other from the part of the HTZ moving away from us. They are obviously in emission since they are formed on no background continuum. Because of the low velocity in this part of the wind, the separation between these two components is smaller than the width of the line (natural width + thermal width). After integration on impact parameters, a single emission peak is obtained, as observed. These kinds of spherically symmetric models are thus consistent with the observed N V line. However, they produce a strong emission in the N IV 1718.51 Å line, which is not observed. This is due to the relatively low temperature of the HTZ, in which the ionization balance of nitrogen is strongly biased toward N IV. These models must therefore be discarded.

As the HTZ moves away from the photosphere and approaches the top of the chromosphere, its size must increase together with its maximum temperature, to produce enough N V to form the observed line. Temperatures of the order of 90,000 K are now necessary. On the central rays, the line appears in absorption, while on the rays that do not hit the stellar surface, two well-separated emission components appear, since the velocity in these regions is larger than the line width. The profile resulting from integration on impact parameters is thus a double-peak emission profile. Whether the central depression is under the continuum level or not, depends on the distance of the HTZ to the photosphere: the farther out the HTZ, the deeper the absorption component formed on central rays. It is therefore more and more difficult to fill it in with the emission components originating from rays that do not hit the stellar surface. These models cannot reproduce the observed N V line. In addition, they also produce an emission in the N IV 1718.51 Å line, and thus must be discarded as well.

When the HTZ is located far away in the wind, above the top of the chromosphere, in regions where the density is low, temperatures ranging from 10^5 K to 2×10^5 K are necessary to form an appreciable spectral feature.

When very close to the top of the chromosphere, a narrow HTZ is sufficient to produce an emission line with the observed intensity; the velocity differential in the HTZ is small and has therefore a small influence on the line profile. The latter is a double peak emission profile, even on central rays, with a central depression above the continuum level. The central depression is induced by the external border of the HTZ where a large amount of N V is generated, leading to a large optical depth for the central frequency of the line. On central rays, the double peak emission shape is only due to this influence, but for higher latitudes, the influence of the velocity field is getting stronger; two peaks are seen (in emission because formed on no background continuum), one produced by the part of the HTZ moving towards us, the other by the receding part of the HTZ. Their separation is a consequence of the large velocity gradient between the two emitting regions, larger than the line width. The resulting emergent flux profile is a double peak emission profile, very different from the observed profile. The temperature of the HTZ is now sufficiently high to deplete N IV, and no strong emission is produced for the N IV 1718.51 Å line. However, these models produce an intense emission component in

the C IV line, which is not observed (see Fig. 1). They must therefore be discarded.

As the HTZ moves farther away from the top of the chromosphere, its width and temperature have to increase to compensate for the decrease of the density. On central rays, the line now appears in absorption because of the large increase of column density. For high values of impact parameters, the two emission peaks are still present, and have the same origin as previously discussed. On the resulting emergent flux profile, a double peak emission profile with a central depression under the continuum level is obtained, which again is very different from the observed profile.

The more the HTZ moves away from the top of the chromosphere, the deeper the absorption on central rays. Furthermore, this absorption is more and more blueshifted, the macroscopic velocity field increasing outward. A P Cygni profile is eventually formed.

In summary, these spherically symmetric models fail to reproduce all of the observed line profiles at hand.

4.2. Models with corotating interaction regions

The main difficulty of the homogeneous models presented in the previous section is the production of N IV and/or C IV emission lines, which are not observed. However, this emission can be reduced until it becomes undetectable if the filling factor of the HTZ is small. Models with shocks producing hot clumps of material in the wind would lead to such small filling factors. We therefore considered models in which:

- fast and slow streams in the wind alternate on the line of sight as the star rotates,
- shocks occur where fast streams overtake the slow ones.

These assumptions are supported by several observations of the spectroscopic variability of AB Aur (Praderie et al. 1986, Catala et al. 1986, Simon et al. 1990, Böhm et al. 1996), showing a rotational modulation in Mg II resonance lines, the Ca II K 3933 Å line and the He I 5876 Å lines, which is likely to originate in the stream structure of the wind. The difference in velocity between the fast and the slow streams would be of the order of 100 km.s⁻¹ (measured from the variation of the maximum blue-shift of the Mg II absorption component).

This model was inspired from the solar wind, in which fast and slow stream structures are controlled by the surface magnetic field. In the solar wind, a pair of shocks (one direct, one reverse) is formed where a fast stream overtakes a slow one, and a corotating interacting region (CIR) is observed between these two shocks. In the CIRs, the velocity is intermediate between that of fast and slow streams, while the density is enhanced and the temperature has a complex profile and can reach several million degrees (Burlaga 1984, Mullan 1984). Models of CIR have been proposed for various kinds of stellar winds (Mullan 1984), and more specifically for Herbig Ae/Be stars (Catala et al. 1986). The distance of the CIRs from the star's surface is primarily a function of V_{rot}/V_{exp} , where V_{rot} is the rotation velocity at the surface and V_{exp} the expansion velocity in the wind. While this

ratio is very small in the solar case ($\approx 5 \times 10^{-3}$), it can be much higher in the case of AB Aur (≈ 0.2), and therefore the CIRs can be located close to the star's surface. Because the temperature in the CIRs is expected to rise far above that of the unperturbed stellar wind, we may assume that the N V resonance lines can originate in part of the CIRs, while X-ray emission is produced in the hottest parts of them.

In order to simulate the presence of such CIRs in the wind of AB Aur, we have introduced a very low velocity gradient throughout the HTZ, with values of the velocity of about 100 km.s⁻¹. Finally, we have assumed that the CIRs, modeled by the HTZ, occupy only a small fraction of the surface, represented by the filling factor f .

We can first derive constraints on the location of the CIRs and on the temperature in the region forming the N V lines, in the following way:

- The CIRs must be located above the minimum of temperature reached just after the photosphere, and cannot be located outside the chromosphere. Indeed, in this case, they would have to be so wide and their filling factor so large to compensate for the lower density that profiles of lines like H α and Mg II 2795.5 Å would be deeply affected and would no longer match the observed profiles. Therefore, Δ_3 can only range from $0.003R_*$ to $1.4R_*$.
- The maximum temperature in the regions of the CIR forming the N V lines is in the range $T_{min}=110,000K$ – $T_{max}=160,000K$, the former being the minimum value under which a significant N IV line appears for the models leading to a N V line as observed, the latter being that above which the intensity of the N V line begins to drop below the observed one, even with $f = 1$.

However, except for these straightforward constraints on the location and the temperatures of the CIRs, no more precise information can be obtained from the fitting of the line profiles alone, since it is always possible to find an ad hoc value of the filling factor f leading to a good fit of the observed profiles for any pair (Δ_3 ; T) in the range mentioned above.

The constraints can be refined if we now assume that the CIRs are also responsible for the X-ray emission of AB Aur. The amount of energy radiated by AB Aur in the spectral range [0.1-2.4 keV] is: $L_X \approx 3.3 \cdot 10^{29}$ ergs.s⁻¹, this figure being derived from ROSAT data (Zinnecker & Preibisch 1994). In this energy range, it is mainly due to thermal bremsstrahlung emission. In the framework of the CIR model, we can estimate the expected X-ray luminosity of AB Aur as

$$L_X = 16\pi^2 R_{htz}^2 \Delta R f \int_{\nu_1}^{\nu_2} \epsilon_{\nu}^{ff} e^{-\tau_{\nu}} d\nu \quad (12)$$

Here, ϵ_{ν}^{ff} is the power per unit volume and per unit frequency radiated at frequencies in the range $[\nu_1 - \nu_2]$ (corresponding to [0.1-2.4 keV]) by thermal bremsstrahlung, f is the filling factor of the CIRs introduced earlier, and τ_{ν} is the optical thickness of the regions of the wind surrounding the CIRs, calculated from the usual free-free absorption coefficient (see for example Rybicki & Lightman p162). The quantity ϵ_{ν}^{ff} depends on the

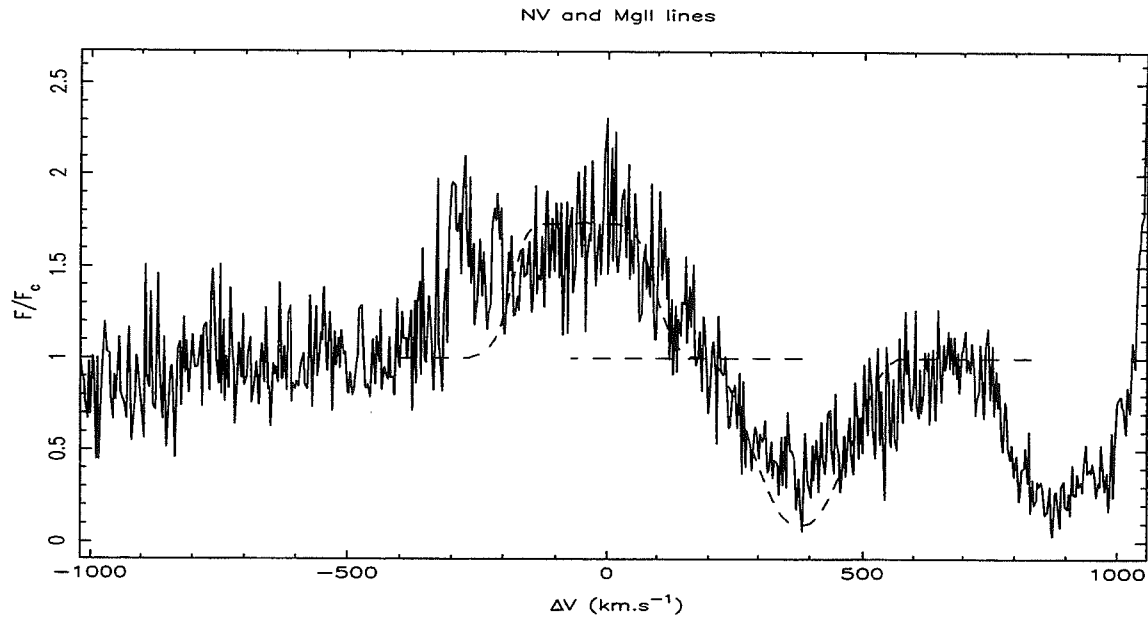


Fig. 5. N V line and Mg II line profiles computed with the “best fit model” (dashed lines), plotted over the observational spectrum.

Table 4. Parameters of the best fit model ($R_{ph} = 1.75 \times 10^{11}$ cm is the photospheric radius)

R_{ch}	T_{max}	T_0	Δ_3	Δ_4	T_{htz}	v_D	f
$1.04 R_{ph}$	17000 K	3000 K	$0.05 R_{ph}$	$0.01 R_{ph}$	140000 K	75 km.s ⁻¹	7.e-3

temperature reached in the plasma and on the product of the electron density n_e and the ion density n_i (see for example Rybicki & Lightman p160). We have also assumed a plasma maximum temperature in the CIRs of $T_{CIR} = 10^7$ K, which is the value considered in Zinnecker & Preibisch study. Finally, we have assumed a Gaunt factor of unity.

The assumption that the CIRs are responsible for the observed soft X-ray emission of AB Aur thus gives us an additional relation between the location and the filling factor of the CIRs. We have performed a systematic exploration of the entire parameter space of our model, which provided us with a “best fit model”, in agreement both with the spectroscopic constraints and the X-ray emission of AB Aur. Note that we have considered that the Doppler random velocity v_D was a free parameter of our model. This quantity represents small scale motions in the region of formation of the lines, and was estimated to be 45 km.s⁻¹, from the analysis of the hydrogen Balmer lines (CK). However, since we are now dealing with CIRs, where the physical conditions may be very different from those of the outer stellar wind where the hydrogen lines are formed, there is no reason to assume that v_D should have the same value as in CK. In practice, higher values for v_D than in CK are required to reproduce the correct width and shape of the observed N V line. We found $v_D = 75$ km.s⁻¹ as the best value of this parameter. Table 4 list the values of the parameters of the best fit model.

Fig. 5 displays the synthetic profile of the N V line at 1238.8 Å obtained with our best fit model, together with the photo-

spheric Mg II line at 1240.4 Å. One can readily check that a convincing fit of that part of the spectrum is obtained. The theoretical N V profile is rather more box-like or square, compared with the observed emission line, which suggests that the distribution of clump regions is not quite right, needing either more of them at zero velocity or else a higher circular velocity around the star to spread more of the emission into the wings. However, we feel that the present model yields a satisfactory fit of the observed N V intensity and profile, and that the derivation of a more complex and more sophisticated model is out of the scope of this study. We have also confirmed that this model reproduces correctly all of the other spectroscopic observations at hand: deep, wide, blueshifted absorption C IV resonance lines, identical to those obtained by Catala (1988), no emission for the N IV 1718.51 Å and 7651.4 Å lines, Mg II resonance lines with a type IV P Cygni profile, as in Catala et al. (1984), and hydrogen Balmer lines and continuum unchanged compared to the results of CK.

4.3. Radiative losses

In order to maintain the chromosphere of AB Aur, a large amount of nonradiative energy must be deposited in the wind, which can be estimated by the calculation of the radiative losses. We can use the mean radiation intensity and the source function

Table 5. Dominant contributors to the radiative losses

Transition	$E_{CIR}^-(\text{ergs.s}^{-1})$
Mg II $^2S - ^2P^o$	4.5 (+26)
C III $^1S - ^1P^o$	1.7 (+28)
C IV $^2S - ^2P^o$	2. (+30)
C III Cont.	5.4 (+28)
C IV Cont.	9. (+28)
N IV $^1S - ^1P^o$	4.5 (+28)
N IV $^1P^o - ^1D$	2.8 (+27)
N V $^2S - ^2P^o$	4.8 (+30)
N IV Cont.	1. (+29)
N V Cont.	7.6 (+29)
H α	4.9 (+26)
H β	3.8 (+26)
H γ	2.4 (+26)
H δ	2.3 (+26)
P β	1.1 (+26)
P γ	1.5 (+26)
Lyman Cont.	1.3 (+29)
Balmer Cont.	5.2 (+28)
Paschen Cont.	1.4 (+28)
Brackett Cont.	7. (+27)
Pfund Cont.	3.9 (+27)
Humphrey Cont.	2.5 (+27)
X [0.1 – 2.4keV]	3.3 (+29)
Total	8.3 (+30)

of each transition we have calculated to evaluate its contribution to the radiative losses in each point of the wind:

$$E^-(r) = 4\pi \int_0^\infty \chi_\nu (S_\nu - J_\nu) d\nu \quad (\text{ergs.cm}^{-3}.\text{s}^{-1}) \quad (13)$$

Note that E^- is positive when the medium cools by radiation. Earlier calculations have shown that the radiative losses in the chromosphere of AB Aur are very large (6% of the star's luminosity) and mostly dominated by the Balmer continuum (Catala 1989). It is now necessary to estimate the additional radiative losses induced by the CIRs. To this end, we have used our computations of the various lines and continua (from hydrogen, magnesium, carbon and nitrogen) to calculate their contributions to E^- , then integrated $E^-(r)$ over the region affected by the CIRs. The result of these computations is that both the C IV line and N V line now dominate the radiative losses in the regions of the CIRs producing the N V resonance lines. As far as continua are concerned, continuum from N V and the Lyman continuum are the dominant radiators in this region. In the hottest parts of the CIRs, assumed to be at 10^7 K, the radiative losses are dominated by X-ray emission.

Table 5 shows the various contributions to the radiative losses in the CIR which are 8.3×10^{30} ergs.s $^{-1}$.

The radiative losses evaluated with the old model without the high temperature zone are about 4×10^{34} ergs.s $^{-1}$. We therefore conclude that the presence of CIRs keeps the global energetic balance of the wind of AB Aur almost unchanged. However, the flux of energy that must be dissipated in the CIRs to account for the radiative losses exceeds by more than one order of magni-

tude the flux of kinetic energy across the CIRs, which we have calculated assuming a mass loss rate of 1.1×10^{-8} M $_{\odot}$ yr $^{-1}$, and a velocity difference between the fast and slow streams of 100 kms $^{-1}$. This shows that other processes than dissipation of kinetic energy in the CIRs must be present. The shocks at the boundaries of the CIRs are very likely to be MHD shocks, in which mechanisms like dissipation of Alfvén waves or Ohmic heating must take place. Assuming a magnetic field intensity of about 100 G, which corresponds to the equipartition field at the stellar surface (Catala et al. 1993), we find that the magnetic energy flux across the CIRs is several orders of magnitude above their radiative losses, so that the magnetic field constitutes a comfortable reservoir of energy to account for the observed phenomena.

5. Conclusion

Observations by HST have revealed the presence of N V in the wind of AB Aur, which indicates that layers exist in the wind of this star with higher temperatures than those previously deduced from observations and modelling of several spectral lines.

A full computation of the N IV–N V–N VI system has been performed to study the formation of the lines of these species in the wind of AB Aur. Models including a spherically symmetric high temperature zone in addition to the usual chromosphere can reproduce the observed N V line, but also produce strong emission lines for N IV and C IV, which are not observed. On the other hand, models including discrete hot regions, such as expected if corotating interaction regions are present in the wind, successfully reproduce the observed spectroscopic features, as well as the X-ray flux of AB Aur as observed by ROSAT.

Temperatures of the order of 140,000 K are necessary to produce the observed N V line, while temperatures in excess of 10^6 K are required to explain the X-ray flux. The width of the CIRs must be of about $2 \times 10^{-2} R_*$, i.e., 3.5×10^9 cm, while their surface geometrical filling factor is 7×10^{-3} . The radiative losses in the CIRs reach about 8.3×10^{30} erg.s $^{-1}$, which is negligible compared to the total radiative losses of the chromosphere.

Clearly these new observations provide another clue that the wind of AB Aur is very inhomogeneous and includes azimuthal structures giving rise to corotating interaction regions. Further studies of these structures would be of utmost interest. In particular, all features produced in the CIR, such as the N V lines, or X-ray flux, are expected to be variable, and the study of their variability would bring us valuable information on the structure of AB Aur's wind.

Furthermore, the recent discovery of a surface magnetic field for the Herbig Ae star HD 104237 (Donati et al. 1997) gives an additional credit to the hypothesis we are defending here. New attempts for direct detections of magnetic fields in Herbig Ae/Be stars should be performed in the future.

Acknowledgements. T.S. gratefully acknowledges the support of NASA grant GO-6071.01-94 from the Space Telescope Science Institute, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under NASA contract NASS-26555. We thank Dr.

I. Hubeny for valuable discussions, and for putting his TLUSTY code at our disposal.

References

- Artru M.-C., Borsenberger J., Lanz T. 1989 A&AS, 80, 17
 Böhm T., Catala C. 1993 A&AS, 101, 629
 Böhm T., Catala C. 1994 A&A, 290, 167
 Böhm T., Catala C., Carter B., Baudrand J., Butler J., Collier-Cameron A., Czarny J., Donati J.-F., Foing B.H., Ghosh K.K., Houdebine E., Huang L., Jiang S., Hao J., Neff J., Rees D., Semel M., Simon T., Talavera A., Welty A., Zhai D., Zhao F. 1996, A&AS, 120, 431
 Burlaga L.F., 1984, Space Science Review, 39, 255
 Catala C., Praderie F. & Kunasz, P.B., 1984, A&A, 134
 Catala C., Felenbok P., Czarny J., Talavera A., Boesgaard A.-M., 1986, ApJ 308, 791
 Catala C., Kunasz P.B. 1987, A&A 174, 158
 Catala C., Praderie F., Felenbok P., 1987, A&A, 182, 115
 Catala C., 1988, A&A, 193, 222
 Catala C. 1989, in *Modeling the Stellar Environment: How and Why?*, 4th IAP meeting, Paris, eds: Ph. Delache, S. Laloe, C. Magnan, J. Tran Thanh Van, p. 207
 Catala C., Böhm T., Donati J.-F., Semel M. 1993b, A&A, 278, 187
 Catala C., Böhm T., Donati J.-F., et al. 1994, Solar Phys., 155, 185
 Donati J.-F., et al. MNRAS (*in press*)
 Finkenzeller U., Jankovics I., 1984, A&AS, 57, 285
 Finkenzeller U., Mundt R., 1984, A&AS, 55, 109
 Hidalgo M.B., 1968, ApJ, 153, 981
 Kelly R.L., Palumbo L.J., 1973, *Atomic and Ionic Emission Lines Below 2000 Å* NRL Rep.7599
 Kurucz R.L., 1979, ApJS, 40, 1
 Mihalas D., in *Stellar Atmospheres*, 2nd edition
 Mihalas D., Kunasz P., 1978, ApJ, 219, 635
 Mullan D., 1984, ApJ, 283, 303
 Peach G., 1967, *Mem R.A.S.*, 71, 1
 Praderie F., Simon T., Catala C., & Boesgaard A.M. 1986 ApJ., 303, 311
 Rybicki G., Lightman A., in *Radiative Processes in Astrophysics*
 Sahal-Brechot S., Segre R.A., 1971, A&A, 13, 161
 Seaton M., 1962, in *Atomic and molecular processes*, ed. D. R. Bates (New-York; Academic Press), p. 374
 Simon T., Catala C. & Praderie F.: 1990, in *Cool stars, Stellar systems and the Sun* (Springer-Verlag)
 Soderblom, D. R., Gonnella, A., Hulbert, S. J., Leitherer, C., Schultz, A., & Sherbert, L. E. 1995, *Instrument Handbook for the Goddard High Resolution Spectrograph (GHRS)*, Version 6.0 (Baltimore, MD: Space Telescope Science Institute.
 Strom S.E., Strom K.M., Yost J., Carrasco L., Grasdalen G.L., 1972, ApJ, 173, 353
 Van Regemorter H., 1962, ApJ, 136, 906
 Zinnecker H., Preibisch Th., 1994 A&A 292, 152

Chapitre 5

La base du vent d'AB Aur, révélée par les raies de l'hélium

Quels que soient les mécanismes physiques qui donnent naissance aux vents des étoiles Ae/Be de Herbig, ils affectent profondément la structure de l'enveloppe à sa base, juste au-dessus de la photosphère. Nous avons vu au premier chapitre que les HAEBSES présentaient la particularité de se trouver dans une région du diagramme HR où, en principe, les étoiles ne sont pas assez lumineuses pour générer des vents par pression de radiation dans les raies, en tout cas dans la version de base de la théorie CAK (Castor, Abbot et Klein 1975). La présence de champs magnétiques n'étant, par ailleurs, pas assurée, la cause de l'émergence de vents aussi importants (typiquement $\dot{M} = \text{quelques } 10^{-8} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$) reste donc inconnue.

Le flou qui persiste sur les conditions d'apparition de vents dans les HAEBSES est, en partie tout au moins, la conséquence de notre méconnaissance des conditions physiques régnant dans les régions dont ces vents sont originaires. Ces informations sont contenues dans les raies (et continus) qui se forment dans ces régions. Il est donc en principe possible de déterminer ces conditions en modélisant certaines de ces raies. Forts des outils de diagnostic dont nous disposons, nous avons entrepris d'étudier la formation des raies de l'hélium neutre dans le vent d'AB Aur.

Le choix de cet atome s'impose rapidement. En effet, son premier niveau excité étant à 20 eV au-dessus du niveau fondamental, il est aisé de voir que les raies de l'hélium ne se forment que pour des conditions physiques (densité, température, flux ionisant,...) très particulières. Ces raies sont donc relativement rares et faibles dans le spectre de la plupart des étoiles. Pour les étoiles dont le type spectral est plus tardif que A0, la présence de raies de He I dans leurs spectres est même considérée comme la preuve de l'existence de zones chaudes au-dessus de la photosphère : le flux UV de ces étoiles n'étant pas assez intense pour peupler significativement les niveaux excités donnant naissance à ces raies, il faut alors faire appel aux collisions pour les produire. Ce dernier processus est, évidemment, d'autant plus efficace que la densité du milieu est élevée, ce qui nous a conduit à penser que les raies de l'hélium observées

dans les étoiles Ae/Be de Herbig sont produites dans les régions les plus internes des enveloppes.

Il est intéressant de remarquer que ces raies ont le même type de profil, dans la majorité des HAEBS observées (Böhm & Catala 1994). Les résultats du chapitre 3 nous amènent à considérer que, pour les HAEBS de la classe PCygni au moins, les vents ont le même type de structure, depuis les régions internes jusqu'à des régions les plus lointaines. En ce sens, l'étude du cas particulier qu'est AB Aur est porteuse d'informations sur l'ensemble des étoiles de cette classe.

Parmi les raies de He I les plus fréquemment observées, on trouve celle du triplet D3 ($2p\ ^3P^0 - 3d\ ^3D$) à 5876 Å (Felenbok et al. 1983, Catala et al. 1984, Böhm & Catala 1993, Catala et al. 1993, Böhm & Catala 1994, Böhm et al. 1996, Catala et al. 1998). La raie D3 de He I est variable dans AB Aur. Très souvent, elle se présente sous la forme d'une raie d'émission, centrée sur la longueur d'onde au repos de la raie et très large (le ΔV du bord bleu au bord rouge de la raie est de plusieurs centaines de kilomètres par seconde). La vitesse de rotation de l'étoile, $v \sin i = 80 \text{ km.s}^{-1}$ (Böhm & Catala 1993), est donc trop faible pour expliquer un tel élargissement. Le reste du temps, le profil typique de cette raie est plus complexe et contient :

- une composante en émission, large ($\Delta V \approx 300 \text{ km.s}^{-1}$, Catala et al. 1993) et décalée vers le bleu, toujours présente ;
- une composante qui est soit une émission décalée vers le rouge, soit une absorption presque centrée sur la longueur d'onde au repos.

Cette composante en absorption, bien que d'origine non photosphérique, a une largeur compatible avec un élargissement dû à la rotation de l'étoile, ce qui laisse penser que la région où elle se forme est située très près de la photosphère. Cette constatation est également valable pour toutes les HAEBS observées par Böhm & Catala (1995). Les observations de la campagne MUSICOS 1996 (Catala et al. 1998) ont permis de montrer que la composante bleue en émission était modulée en vitesse avec une période de 45 heures, alors que la composante rouge, elle, varie en intensité, passant d'une émission à une absorption. Il semble que les variations de cette composante soient également modulées avec une période de 45 heures mais l'analyse n'est pas aussi catégorique que pour la composante bleue. Il faut également noter que les variations de largeur équivalente de la composante rouge sont corrélées à celles des raies photosphériques.

D'autres raies de He I sont observées. On peut citer notamment la raie à 4471 Å (triplet), qui apparaît en absorption et la raie à 6678 Å (singlet) dont le profil caractéristique est identique à celui de la raie à 5876 Å (He I D3) bien que d'intensité plus faible. La raie à 4921 Å (singlet) n'est pas observée. Ceci résulte probablement d'un *blend* de cette raie avec des raies de Fe II très intenses dans cette région du spectre (Böhm & Catala 1993). Soulignons finalement que les raies de l'hélium ionisé (He II) ne sont pas visibles sur les spectres IUE d'AB Aur, ce qui devrait constituer une contrainte forte sur les températures maximales atteintes dans les régions internes du vent.

Nous avons utilisé les observations de la campagne MUSICOS 1996 pour cette étude. La figure 5.1 présente deux profils caractéristiques de la raie He I D3, auxquels nous nous sommes particulièrement intéressés, ainsi que le profil moyen de cette raie obtenu durant la campagne. La variabilité importante de cette raie est manifeste sur les deux profils enregistrés à plusieurs heures d'intervalle.

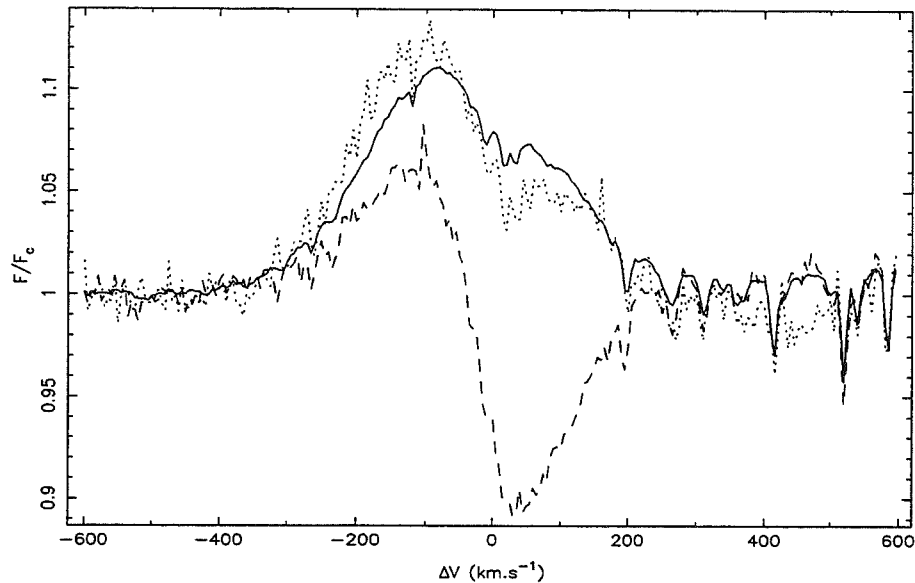


Figure 5.1: Profils de la raie He I D3 obtenus durant la campagne MUSICOS 1996. Le profil en trait plein a été construit en faisant la moyenne de tous les profils de cette campagne. Les profils en tirets et en pointillés (respectivement) montrent l'importance de la variabilité de la composante rouge de cette raie

5.1 Méthodologie

Outre le modèle pour le vent (voir chapitres 2 et 3), il est nécessaire de disposer d'un modèle atomique aussi complet que possible afin d'effectuer les calculs avec ETLA. Cela revient essentiellement à sélectionner parmi tous les niveaux de l'atome d'hélium, ceux qui sont pertinents pour l'étude que nous entendons mener. Comme nous l'avons vu au chapitre 2, il faut en fait introduire trois états d'ionisation successifs. L'hélium neutre a été représenté par un ensemble de vingt-neuf niveaux traités individuellement. Presque tous les états de couplage LS jusqu'au niveau $n = 5$ ont été pris en compte; nous avons en effet remplacé les niveaux $1s5g\ ^1G$ et $1s5g\ ^3G$ respectivement par les niveaux $1s6f\ ^1F^o$ et $1s6f\ ^3F^o$, ce qui nous a permis de mieux décrire les transitions vers le niveau $n = 4$ (voir ci-dessous). Pour l'hélium ionisé une fois (He II), nous avons considéré cinq niveaux. Quant à l'hélium ionisé deux fois (He III), il n'a qu'un seul niveau. C'est à partir de ce dernier niveau que sont

calculées les populations ETL des trente-quatre niveaux de la séquence d'ionisation (cf. chapitre 2, paragraphe 3.4) qui constituent le modèle d'atome.

La structure atomique que nous avons considérée est relativement complexe et on peut s'attendre à ce que les processus hors ETL (ci-après NLTE) soient dominants dans la formation des raies. Les données atomiques disponibles présentement sont valablement précises jusqu'aux niveaux avec $n = 4$, mais au-delà la précision décroît considérablement (Berrington & Kingston 1987) et on ne connaît que peu de choses de l'influence des niveaux très excités sur la formation du spectre de l'hélium. En dépit de ces incertitudes, nous avons choisi d'inclure dans notre modèle d'atome des niveaux avec $n = 5$ et $n = 6$ afin de mieux décrire les recombinaisons depuis He II vers He I ainsi que les phénomènes de cascades entre ces niveaux d'énergie très élevés et les niveaux impliqués dans les transitions qui nous intéressent. En ce qui concerne la raie à 5876 Å, l'expérience a montré que la prise en compte de ces niveaux a une influence notable sur la fonction source et, par conséquent, sur le profil de la raie. En effet, pour vérifier la pertinence de notre choix, nous avons, pour un même modèle de vent (celui de Catala & Kunasz 1987, ci-après CK), calculé le profil de la raie avec notre modèle d'atome He I avec vingt-neuf niveaux et avec un modèle ne comprenant que dix-neuf niveaux (jusqu'à $n = 4$). Si l'on compare (figure 5.2) les fonctions sources obtenues pour chacun de ces deux modèles, on constate que, dans la majeure partie de la chromosphère, le modèle à vingt-neuf niveaux produit une fonction source supérieure à celle du modèle avec dix-neuf niveaux seulement. Même si, dans les deux cas, le profil obtenu est un profil PCygni, les conséquences de l'inclusion d'un plus grand nombre de niveaux sur l'intensité du profil émergent sont importantes (figure 5.2). L'absorption est changée de 12%, la composante en émission de moins de 2%. Cet effet perdure à haute température, comme nous avons pu le vérifier en effectuant les mêmes types de calculs jusqu'à $T_{max}=40\,000$ K.

Forts de ces conclusions, nous avons décidé de conserver ce modèle d'atome pour le reste de notre étude, en dépit d'un temps de calcul notablement allongé par rapport au modèle à dix-neuf niveaux.

5.2 Nécessité d'un nouveau modèle

Il est apparu très rapidement que le modèle classique du vent d'AB Aur (CK 1987, Bouret & Catala 1998) ne permettait pas d'obtenir une raie He I D3 compatible avec les observations, puisqu'aucune composante en émission décalée vers le bleu n'apparaît sur le profil synthétique (voir figure 5.2). Cette incapacité, à produire une composante en émission, provient de l'absence de remontée significative de la fonction source dans la région chromosphérique, et ce quel que soit le type de modèle atomique considéré. Il est aisé de comprendre comment se forment les profils de la figure 5.2 en examinant, plus en détail, l'évolution de l'intensité émergente dans la raie sur différents rayons d'impact (cf. chapitre 2). Sur les paramètres d'impact interceptant le coeur de l'étoile ($p \leq p_c$ selon les notations du chapitre 2, paragraphe

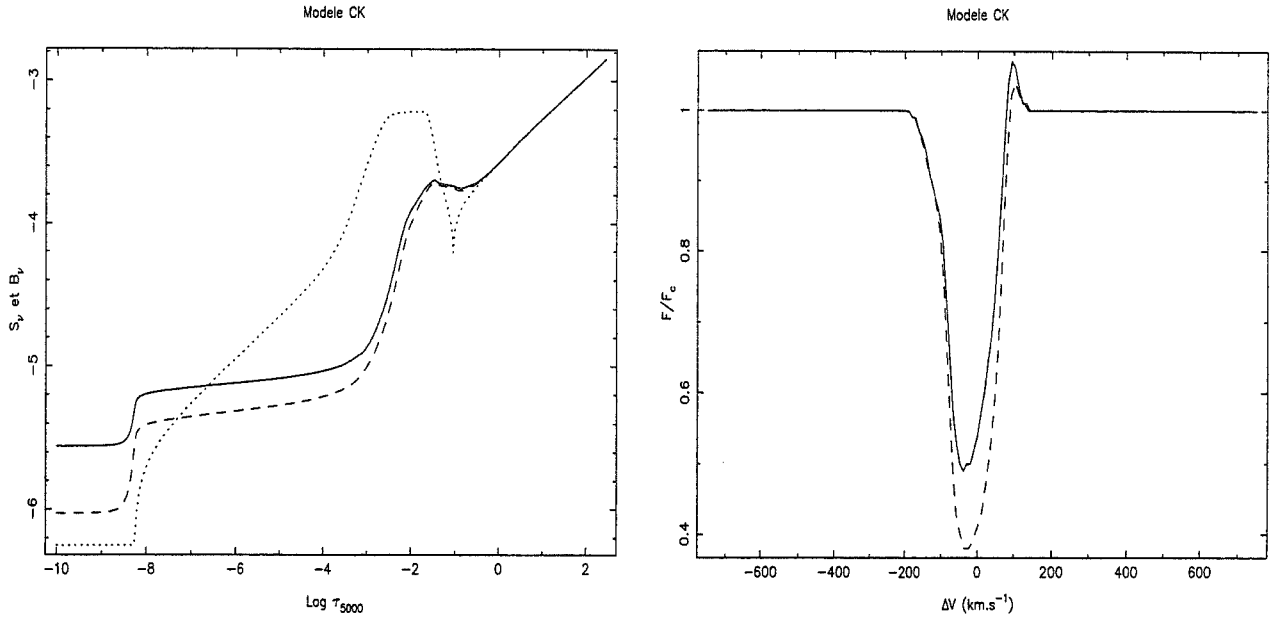


Figure 5.2: Fonctions sources (à gauche) et profils (à droite) calculés pour des modèles atomiques avec vingt-neuf niveaux (trait plein) et dix-sept niveaux (tirets) pour le modèle CK. La fonction de Planck (pointillés, à gauche) indique la loi de température du modèle CK

3.1), la raie se forme en avant-plan du continu photosphérique et son intensité est inférieure à celle du continu adjacent car $S_L(\tau_\nu = 1) \leq S_c(\tau_c = 1)$. Elle apparaît donc sous la forme d'une raie d'absorption, décalée vers le bleu, la vitesse projetée de la région émettrice étant négative sur ces rayons d'impact. La composante en émission décalée vers le rouge apparaît, dès que le paramètre d'impact n'intercepte plus le coeur de l'étoile, comme conséquence de la diminution de l'intensité du continu stellaire d'arrière-plan. En outre, sur les paramètres d'impact tels que $p_c \leq p$, le milieu est plus opaque dans le bleu que dans le rouge de la raie et $\tau_\nu^r = 1$ est atteint plus profondément dans le vent que $\tau_\nu^b = 1$, de sorte que $S_L^r \geq S_L^b$, ce qui facilite d'autant l'apparition d'une émission sur le bord rouge de la raie. Au fur et à mesure que p augmente, il est de plus en plus facile de fabriquer une composante en émission, y compris sur le bord bleu de la raie. Cette dernière se présente sous la forme d'un profil double-pic, dont la dépression centrale est d'abord au-dessous, puis au-dessus du continu (p augmentant). Plus haut encore, le milieu est transparent et la raie se forme en émission et elle est centrée. Finalement, les rayons d'impact traversent des régions où le nombre d'atomes d'hélium dans les états inférieur ($2p \ ^3P^0$) et supérieur ($3d \ ^3D$) de la transition n'est plus assez important, et aucune raie ne peut alors se former. Les rayons d'impact centraux ayant un poids plus important lors de l'intégration de l'intensité émergente pour obtenir le flux émergent de l'enveloppe, la raie apparaît donc finalement avec un profil PCygni.

On pourra aussi remarquer que les processus NLTE ont pour effet de diminuer la fonction source (par rapport à sa valeur estimée à l'ETL) dans la région du maximum de température et, au contraire, de l'augmenter dans la région du minimum de température, à la base de la chromosphère (figure 5.2). Le modèle de vent, tel qu'il fut conçu à l'origine (CK 1987), avait pour but l'étude de raies et continus formés dans les régions externes du vent d'AB Aur ou dans le gros de sa chromosphère. Il a permis d'obtenir des estimations fiables des conditions physiques dans ces régions (voir chapitre 3), mais il ne permet pas, nous venons de le voir, d'expliquer les observations de la raie à 5876 Å de He I.

Nous inspirant des résultats obtenus au chapitre 4, nous avons alors étudié la possibilité, pour des modèles avec des zones chaudes éventuellement reliées à des chocs, de rendre compte des principales caractéristiques du profil de la raie He I D3. Adoptant la même méthodologie, nous avons travaillé en tenant compte du maximum de contraintes observationnelles, pour nous guider dans notre recherche. En pratique, les modèles acceptables doivent être tels que :

1. La raie He I D3 doit être décalée vers le bleu, avec $\Delta V = -100 \text{ km.s}^{-1}$, et doit avoir une intensité $F_\nu/F_c = 1.1$. Potentiellement, le modèle doit permettre une modulation de cette composante par la rotation stellaire. Potentiellement, car rappelons-le, ETLA n'est pas en mesure, pour le moment, d'intégrer la rotation.
2. Dans le même temps, cette raie doit également posséder une composante décalée vers le rouge, avec $\Delta V = 40 \text{ km.s}^{-1}$ et modulée en intensité.
3. Le modèle ne doit pas produire de raie He II à 1640 Å (première raie de la série de Balmer de He II). Plus exactement, une intensité telle que $F_\nu/F_c \leq 1.1$ reste permise, au vue des observations IUE dont nous disposons.
4. Les autres raies et continus étudiés jusqu'à présent (cf. chapitres 3 et 4) ne doivent pas être significativement changés par les modifications introduites dans le modèle.

Les calculs ont montré que le modèle élaboré pour l'étude de l'azote V ne remplissait pas ces conditions. Il produisait une raie de l'hélium II à 1640 Å trop intense, s'il était utilisé sans facteur de remplissage, et ne permettait jamais d'obtenir une composante décalée vers le bleu pour la raie He I D3. La raie se présentait encore sous la forme d'un profil PCygni. Il restait donc à entreprendre la construction de grilles de modèles, afin d'étudier systématiquement dans quelles conditions les profils synthétiques pouvaient être conformes aux observations.

5.3 Formation d'une composante bleue en émission pour la raie He I D3

De toute évidence, il fallait trouver dans quelles conditions la fonction source de la raie pouvait augmenter suffisamment, dans les régions internes du vent.

Il est apparu que pour des modèles ne différant de celui du chapitre 3 que par la valeur du maximum de température dans la chromosphère, la raie avait toujours un profil PCygni, mais un renflement se développait sur le bord bleu de la composante en absorption, jusqu'à des températures de 50 000 K environ. En fait, pour $T_{max} \geq 40\,000$ K, ce renflement devient assez intense pour apparaître sous la forme d'une composante en émission, donnant à la raie une forme semblable à un profil PCygni de type III (Beals 1950), mais avec une absorption additionnelle vers le bleu. Nous présentons en figure 5.3, trois de ces profils obtenus pour différentes températures. Les caractéristiques des modèles correspondants sont données dans le tableau 5.1. Ces modèles ne produisent jamais une émission bleue aussi intense que celle qui est observée, car la fonction source de la raie n'est pas significativement augmentée par rapport au modèle classique. La solution passe alors nécessairement par une augmentation de la densité dans la région émettrice.

Table 5.1: Paramètres des modèles commentés dans le texte. R_{ch} est en unités de rayon photosphérique ($R_{ph} = 1.75 \times 10^{11}$ cm), T_{max} est en Kelvin, $V(R_{ch})$ et v_D sont en km.s^{-1}

Modèles	R_{ch}	T_{max}	$V(R_{ch})$	v_D	$\dot{M} (M_{\odot}.\text{an}^{-1})$
M1	1.04	25 000	4.	45	1.2×10^{-8}
M2	1.04	33 000	4.	45	1.2×10^{-8}
M3	1.04	40 000	4.	45	1.2×10^{-8}
M4	1.005	20 000	9.	75	3.3×10^{-8}
M5	1.005	24 000	9.	75	3.3×10^{-8}
M6	1.005	30 000	9.	75	3.3×10^{-8}
M7	1.005	30 000	139	10/75	9.6×10^{-6}

Nous avons d'abord construit des modèles dont les chromosphères se trouvaient plus près de l'étoile que nous l'avions considéré jusqu'à présent, toutes choses étant maintenues égales par ailleurs (modèles M4-M6). Ces modèles donnent des raies à profil double-pic (émission), très larges et symétriques par rapport à la dépression centrale. La profondeur de cette dernière par rapport au continu varie essentiellement en fonction de la température maximale. Ce comportement se comprend facilement en étudiant l'évolution de l'intensité spécifique émergente sur les rayons d'impact centraux en fonction de T_{max} . Pour le modèle M4 par exemple, l'intensité spécifique émergente sur les rayons centraux apparaît encore globalement en absorption. La fonction source est encore trop faible pour qu'une émission se développe dans la région de formation de la raie. Sur les rayons d'impact plus élevés, la raie est en émission mais son intensité est trop faible pour remplir l'absorption centrale, et le profil résultant de l'intégration se présente sous la forme d'un double-pic avec une dépression centrale sous le continu. Quand on augmente T_{max} (modèles M5 et M6), la fonction source augmente elle aussi et l'intensité spécifique émergente a un profil double-pic avec une dépression centrale au-dessus du continu, et ce dès les rayons d'impact centraux.

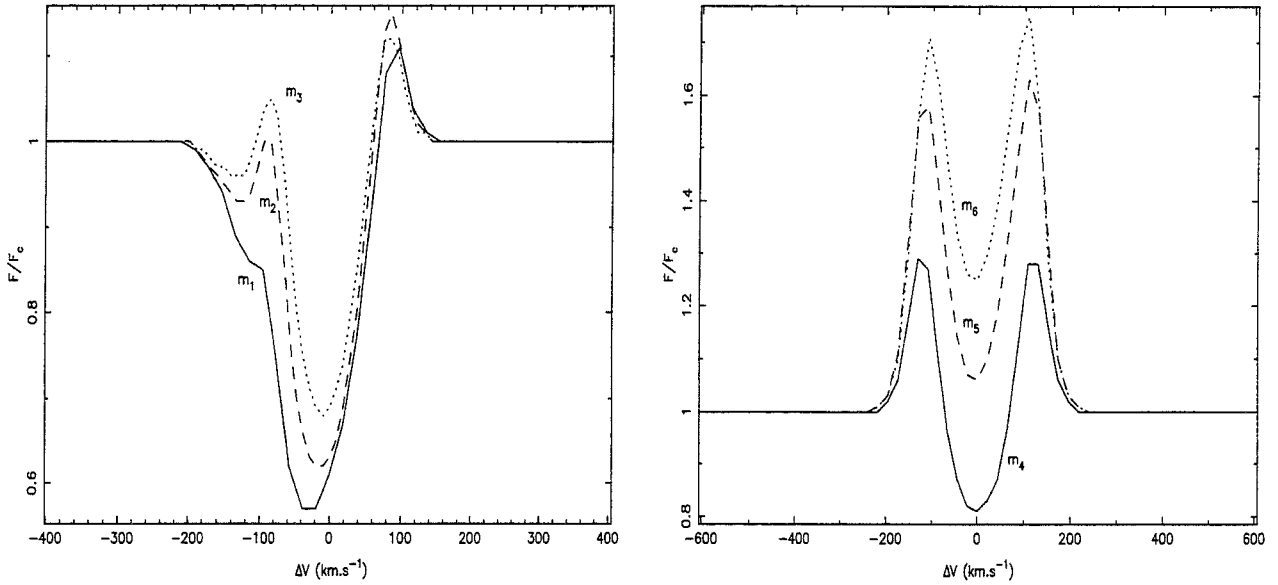


Figure 5.3: A droite : Profils de la raie He I D3 pour les modèles M1-3. A gauche : Profils de la raie He I D3 pour les modèles M4-6

Cette gamme de modèles permet d'obtenir une composante décalée vers le bleu pour la raie He I D3 avec une intensité compatible avec les observations. En outre, si T_{max} reste inférieure à 30 000 K, il n'y a pas suffisamment de He II pour que la raie He II $\lambda = 1640 \text{ \AA}$ soit visible. Par contre, le gradient de vitesse à la base du vent est trop faible pour que des vitesses importantes soient atteintes dans la région de formation de la raie ($V \leq 40 \text{ km.s}^{-1}$). La présence des deux pics s'explique alors uniquement par la vitesse turbulente introduite dans nos modèles (voir chapitre 2). Il est donc impossible d'expliquer la modulation rotationnelle de la composante bleue avec ces modèles. Cette incapacité persiste si la taille de la chromosphère est augmentée, ce qui a pour seul effet de produire une absorption supplémentaire sur le côté bleu de l'émission bleue.

La seule alternative restante est alors d'augmenter la vitesse dans la région émettrice, afin de rendre possible une modulation de la composante bleue par des phénomènes liés à la rotation de l'étoile. Il faut alors aussi augmenter la densité pour prévenir toute décroissance de la fonction source. D'un point de vue technique, la présence de zones très denses peut être simulée en amenant artificiellement le taux de perte de masse du modèle jusqu'à des valeurs très supérieures à celles déduites du modèle CK ou de l'étude du chapitre 3. Nos essais ont montré que, dès lors que la vitesse est de l'ordre de 100 km.s^{-1} à l'endroit où T_{max} est atteinte et que le taux de perte de masse est supérieur à $10^{-7} M_{\odot}.\text{an}^{-1}$, il est possible d'obtenir une composante en émission décalée vers le bleu. La valeur de la vitesse Doppler aléatoire v_D est ici un facteur extrêmement important, qui va faire que la raie apparaît soit comme un profil

double-pic dont la dépression centrale est décalée vers le bleu, soit comme un profil dominé par une émission bleue, comme celui présenté en figure 5.4. Tout comme pour les autres classes de modèles, la formation de ces profils peut se comprendre en examinant en détail les comportements respectifs de la fonction source et de l'intensité spécifique émergente sur le jeu de paramètres d'impact utilisé par ETLA. On trouvera ces comportements illustrés, pour le modèle M7, sur les figures 5.5 et 5.6.

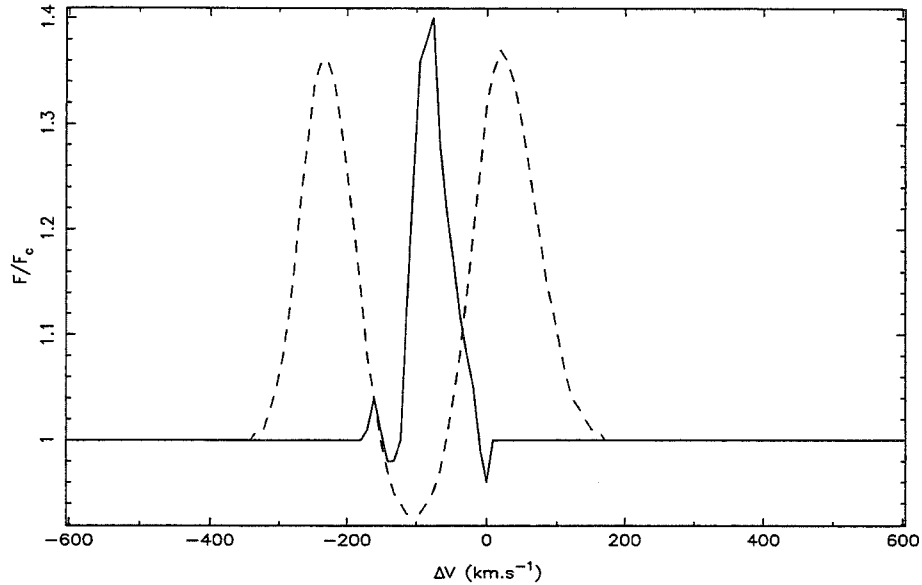


Figure 5.4: Profils obtenus avec le modèle M7; en trait plein $v_d = 10 \text{ km.s}^{-1}$, en tirets $v_d = 75 \text{ km.s}^{-1}$

La caractéristique la plus importante à relever, est la relation directe entre la forme de la fonction source et le profil de la raie sur le rayon d'impact central. Cette relation se visualise très facilement en traçant la variation de la fonction source en fonction de la vitesse. Sur le rayon central ($p = 0$), il n'y a pas d'ambiguïté quant à la région du vent relative à telle ou telle vitesse; la loi de correspondance est parfaitement univoque. Examinons par exemple le cas du modèle M7 pour une valeur faible de v_D . Sur le rayon central, on a (par définition) $\mu = 1$; la vitesse projetée est toujours négative (par rapport à l'observateur). Il n'y a donc aucune région du vent qui puisse contribuer à la raie sur son bord rouge. $\tau_\nu = 1$ n'est alors atteint que dans la photosphère et jusqu'à $\Delta V = 0$, rien n'étant visible au-dessus du continu. Tout de suite après, à la sortie de la photosphère, on rencontre des régions où la vitesse est faible et S_L décroît rapidement, ce qui produit une petite absorption. Plus loin encore, la fonction source présente un plateau tandis que la vitesse du fluide augmente jusqu'à des valeurs de l'ordre de 100 km.s^{-1} . La présence de ce plateau se manifeste sur le profil de l'intensité spécifique émergente. Pour des valeurs de la vitesse comprises entre $v = 100 \text{ km.s}^{-1}$ et $v = 150 \text{ km.s}^{-1}$, correspondant à des régions

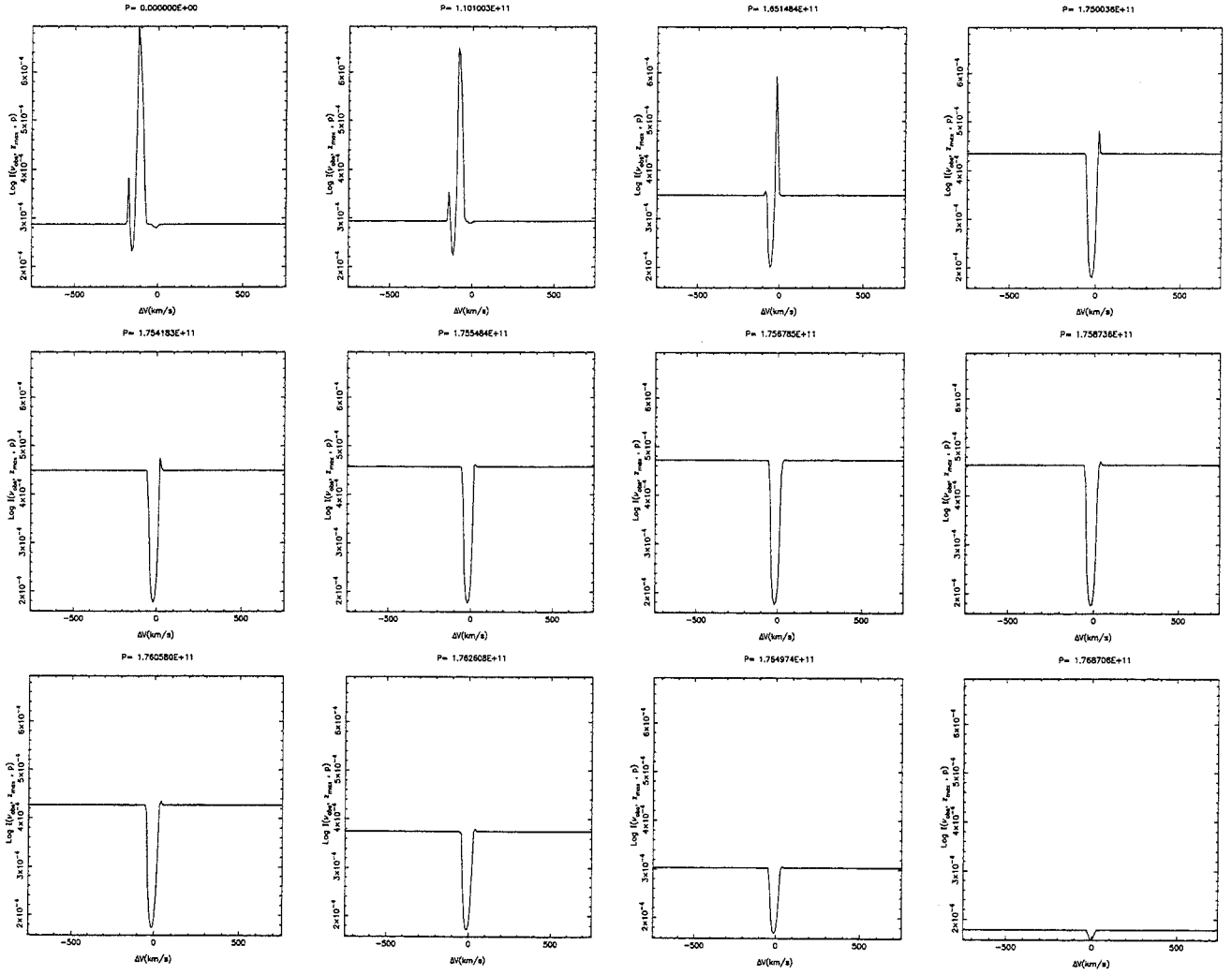


Figure 5.5: Evolution de l'intensité spécifique émergente en fonction du paramètre d'impact pour le modèle M7

au voisinage immédiat du maximum de température, S_L augmente brusquement et contribue alors à la formation d'une composante en émission, décalée vers le bleu. Dans les régions externes de la chromosphère, la forte décroissance de la température provoque en retour la chute de la fonction source, ce qui transparaît sur le profil de la raie par la présence d'une faible absorption sur le bord bleu de la composante en émission. On peut voir sur la figure 5.5 que ce type de comportement se produit pour tous les rayons d'impact tels que $p \leq p_c \approx R_*$. Quand la valeur de p augmente, le profil évolue rapidement et passe d'un profil PCygni à un profil en absorption, dont l'intensité diminue jusqu'à disparaître complètement dans les régions où la densité en He I est trop faible pour qu'une raie puisse se former. La pondération plus importante des rayons centraux lors de l'intégration explique alors le profil du flux à la sortie de l'enveloppe.

L'influence de v_D sur ces profils consiste essentiellement en un élargissement des composantes en absorption et en émission, produites sur le rayon d'impact central. Le profil du flux émergent se présente alors sous la forme d'une raie d'émission très large et décalée vers le bleu dans laquelle une absorption, elle aussi très large et décalée vers le bleu, est creusée (voir figure 5.4, le profil en tirets).

La principale caractéristique de ces modèles avec des gradients de vitesse importants à la base du vent, est la remontée de la fonction source, qui produit une composante en émission décalée vers le bleu. La raison de cette croissance de la fonction source provient des effets hors ETL, qui dépeuplent plus efficacement le niveau inférieur de la transition ($2p\ ^3P^0$) que le niveau supérieur ($3d\ ^3D$), dans la région chaude à la base du vent. Ce dépeuplement relatif du niveau inférieur résulte, quant à lui, de la fuite des photons de la raie de He I à 10830 Å, qui est optiquement mince dans ces modèles. Cet effet se manifeste très clairement si l'on compare les rapports de populations NLTE aux populations ETL, $b_i = (n_i/n_i^*)$, pour les deux niveaux impliqués dans la transition. On voit alors (figure 5.6) que le rapport b_{inf}/b_{sup} est plus petit que l'unité dans la zone chaude que nous avons introduite à la base du vent. Ces modèles sont aussi les seuls à produire une composante en émission décalée vers le bleu, dont on peut espérer qu'elle soit modulée par la rotation de l'étoile si, comme on le pense, des courants lents et rapides alternent sur la ligne de visée.

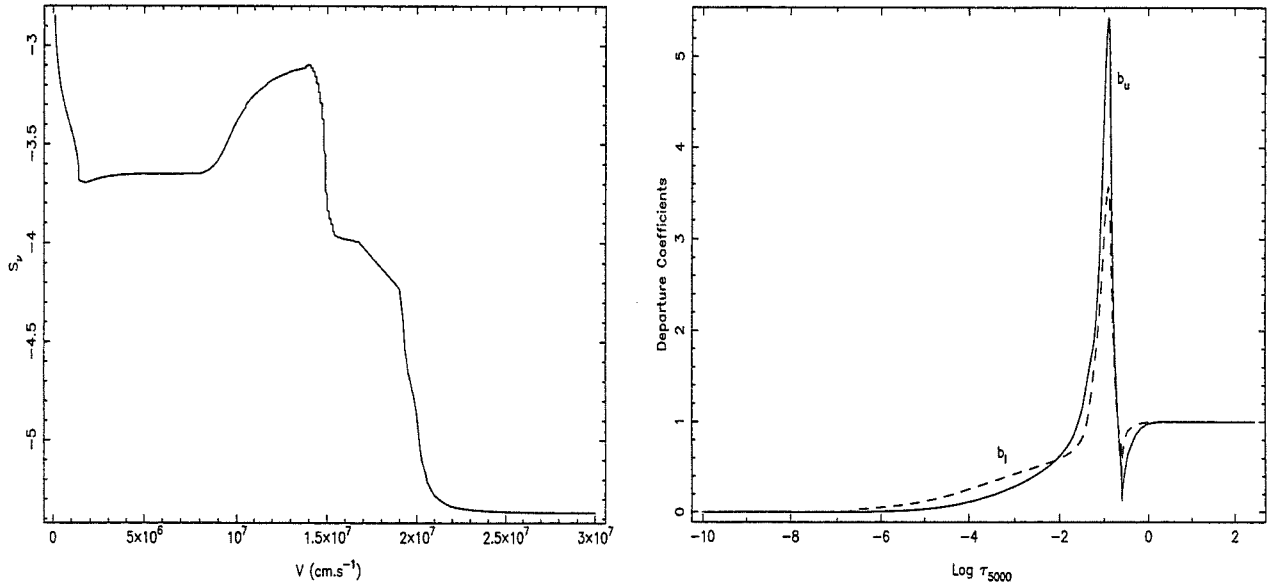


Figure 5.6: A gauche : Fonction source du modèle M7 tracée en fonction de la vitesse. A droite : Coefficient d'écart à l'équilibre pour le niveau inférieur (tirets) et le niveau supérieur (trait plein) de la transition $2p\ ^3P^0 - 3d\ ^3D$. Le rapport b_{inf}/b_{sup} est clairement inférieur à l'unité dans la région chaude à la base du vent

Une exploration exhaustive de l'ensemble de ces modèles montre que, pour pro-

duire une composante bleue en émission, les conditions physiques dans la région chaude à la base du vent doivent être telles que :

- $20\,000\text{ K} \leq T_{max} \leq 30\,000\text{ K}$
- $1.0025R_{ph} \leq R_{ch} \leq 1.015R_{ph}$
- $V(R_{ch}) \geq 80\text{ km.s}^{-1}$
- $\rho \geq 1.2 \times 10^{-10}\text{ g.cm}^{-3}$

A ces conditions, il faut ajouter que le gradient de vitesse entre T_{min} et T_{max} doit être élevé, pour notamment, faciliter la fuite des photons de la raie à 10830 \AA .

5.4 Construction d'un modèle à deux composantes

Nous savons désormais quelles sont les conditions devant être réunies pour qu'une raie similaire à celle observée se forme dans le vent d'AB Aur. Le résultat important est ici que cette raie se forme effectivement à la base du vent dans des régions plus chaudes et plus denses que ce que l'on imaginait précédemment. Le problème qui se pose à nous maintenant est d'intégrer ces résultats dans un modèle qui ferait une synthèse des conditions requises pour expliquer la forme de la raie He I D 3 et celles pour les autres parties du spectre d'AB Aur (cf. chapitres 3 et 4).

Ce modèle comporte à l'évidence deux composantes. La première décrit la plus grande partie du vent, dans laquelle se forment les raies de résonance de C IV et de Mg II, les raies de Balmer et les continus de l'hydrogène. Il s'agit donc d'une composante identique au modèle classique d'AB Aur (CK 1987, Bouret & Catala 1998). La deuxième composante doit décrire la région de formation de la raie à 5876 \AA . Les conditions physiques que nous avons décrites ci-dessus indiquent que des phénomènes très énergétiques se produisent dans les régions internes du vent. Nous inspirant des conclusions du chapitre 4, nous avons donc fait l'hypothèse que la région chaude et dense, dans laquelle se forme la raie He I D3, résulte de CIRs à la base du vent.

Pour assurer une compatibilité entre les conditions nécessaires pour former les raies de l'hélium et celles nécessaires à la formation des raies de N V, il faut envisager la possibilité que la loi de température, à l'intérieur des CIRs, soit assez complexe. On doit, en effet, rencontrer des zones à des températures de $20\,000\text{ K}$ ou $30\,000\text{ K}$ pour former une raie He I D3 semblable à celle observée, puis des zones à $140\,000\text{ K}$ environ où se forme la raie de N V à 1240 \AA et finalement des zones chauffées jusqu'à des températures de 1-2 millions K pour produire le flux X d'AB Aur. Une telle complexité de la loi de température n'est pas incompatible avec les observations réalisées in situ du vent solaire (Mullan 1984). La distribution de température dans les CIRs dépend des processus dissipatifs qui s'y produisent. Le peu d'informations, dont nous disposons sur les processus physiques à la base du vent, nous empêche pour le moment de faire plus de commentaires sur la manière dont les ondes de choc sont dissipées dans les CIRs.

Il existe aussi des solutions alternatives : on peut, en effet, envisager l'existence de plusieurs espèces de CIRs, ayant chacune leurs lois de température et de densité, selon la force des chocs qui les créent.

Grâce à la méthode que nous avons développée, pour calculer le profil de la raie de C IV en présence de CIRs dans le vent, nous avons pu simuler l'existence de deux composantes distinctes dans le vent d'AB Aur. Nous ne rappelons pas l'équation 4.8 ; les mêmes notations sont utilisées. La procédure suivante a été suivie.

Dans un premier temps, nous avons construit un modèle avec une zone chaude située près de la photosphère, entre le minimum de température et le sommet de la chromosphère. La densité dans cette région a été fixée pour répondre aux contraintes présentées en 5.3, en augmentant artificiellement le taux de perte de masse. Avec ce modèle, ETLA nous a alors fourni la valeur de l'intensité émergente sur chacun des paramètres d'impact.

La deuxième étape consistait à construire un modèle avec la même densité mais sans zone chaude, à calculer avec ETLA l'intensité émergente sur le même jeu de paramètres d'impact et, enfin, à soustraire ces valeurs de celles du premier modèle afin d'obtenir la contribution de la zone dense et chaude à l'intensité émergente ($I^1(\nu, \theta)$).

A la suite de quoi, nous avons alors calculé l'intensité spécifique émergente ($I^0(\nu, \theta)$) pour le modèle standard (CK 1987), c'est-à-dire avec $\dot{M} = 1.1 \times 10^{-8} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$.

Finalement, nous avons introduit la zone chaude et dense dans le modèle classique, au niveau des calculs dans le référentiel de l'observateur. Tout comme au chapitre 4, nous avons utilisé une fonction $r(\theta, \phi)$ pour décrire la distribution des chocs dans le vent. L'intégration de cette fonction sur tous les angles permet de dériver une valeur du taux de remplissage. Avec les contraintes dont nous disposons, il n'est pas possible de calculer une valeur unique pour ce facteur de remplissage f , même si, avec la limite inférieure sur la densité dans les CIRs proposée plus haut (paragraphe 5.3), nous obtenons comme valeur supérieure $f \leq 0.18$.

Nous présentons, sur la figure 5.7, les profils obtenus pour un modèle dont la composante chaude correspond au modèle M7 ; les deux profils ne diffèrent que par la valeur du paramètre v_D . Dans les deux cas, l'accord avec les observations de la raie He I D3 est, qualitativement, satisfaisant. On remarque bien la présence d'une composante en émission décalée vers le bleu et d'une composante en absorption plus ou moins centrée sur la longueur d'onde au repos. L'introduction de ces modèles à deux composantes permet de former la composante en émission dans des régions où la vitesse du gaz est très grande, de sorte que son centroïde est influencé par la valeur du gradient de vitesse à la base du vent. L'existence de courants-jets lents et rapides, liés à la rotation de l'étoile dans le vent d'AB Aur, fournirait alors une explication à la modulation rotationnelle de cette composante.

Tous ces modèles à deux composantes permettent, grâce au facteur de remplissage, de ne pas affecter les autres raies étudiées précédemment et bien reproduites par le modèle classique. Il en est de même pour la raie de résonance de N V. Finalement,

nous avons vérifié qu'ils ne produisaient pas de raie détectable pour He II (1640 Å), ni pour N IV (1718 Å).

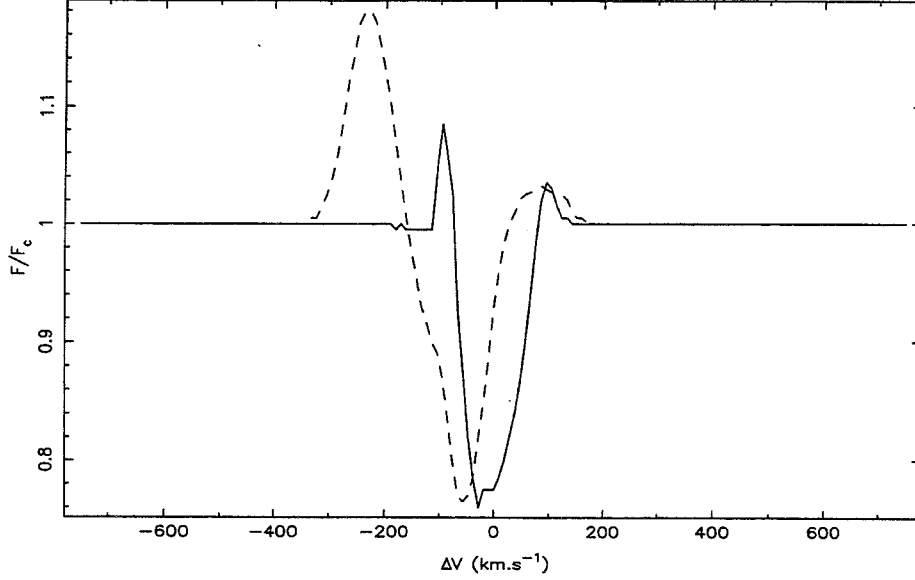


Figure 5.7: Profils pour la raie He I D3 produits par le modèle à deux composantes (voir texte). Pour le profil en trait plein $v_D = 10 \text{ km.s}^{-1}$, pour celui en tirets $v_D = 75 \text{ km.s}^{-1}$

Avec ces modèles, nous sommes aussi en mesure de calculer les pertes radiatives dues aux raies et continus de l'hélium. Cet élément étant présent à la fois dans la chromosphère classique d'AB Aur et dans les CIRs, nous devons tenir compte de ces deux composantes dans le calcul de E_{tot}^- , que nous avons écrit sous la forme :

$$E_{tot}^- = E_{chrom}^- + f E_{CIR}^- + (1 - f) E_{int}^- \quad (5.1)$$

où le terme $(1 - f) E_{int}^-$ désigne les zones de la base du vent, non occupées par les CIRs.

Pour le modèle M7, que nous avons commenté ici, nous avons trouvé $E_{tot}^- = 2.7 \times 10^{32} \text{ ergs.s}^{-1}$, soit environ 1% des pertes radiatives dues à l'hydrogène. En termes de luminosité stellaire, $E_{tot}^-/L_* = 1.2 \times 10^{-3}$. Les CIRs à la base du vent modifient peu le bilan énergétique du vent, y compris pour un élément aussi abondant que l'hélium. On retrouve ici la conclusion à laquelle nous étions parvenus lors de l'étude des raies de l'azote V.

5.5 Discussion

Les résultats ci-dessus sont tout à fait compatibles avec les modèles de Pogodin (1990,1992), dans lesquels des structures courants-jets sont impliquées pour expliquer

la modulation rotationnelle des raies d'AB Aur. La disparition épisodique de la composante en absorption des profils PCygni de la raie $H\alpha$ est, quant à elle, reliée au fait que, dans ces modèles, le vent émane des régions équatoriales de l'étoile. La variation de l'angle d'ouverture explique alors les variations observées pour la raie $H\alpha$. Les raies de l'hélium, comme toutes les raies formées dans le vent, se forment alors dans les régions équatoriales de l'étoile. Dans le cadre de ce modèle, la différence entre la période de modulation rotationnelle des raies photosphériques et celle des raies formées dans le vent indique que les régions à haute latitude tournent de près de 20% plus rapidement que les régions équatoriales. Cette conclusion n'est pas irréaliste, dans la mesure où, le couple de freinage exercé par le vent sur la photosphère est plus efficace à l'équateur que vers les pôles. Il peut en résulter une forte dépendance en latitude de la vitesse de rotation, avec, dans ce cas, des pôles tournant plus vite que l'équateur. Cette interprétation, proposée récemment par Catala et al. (1998), a également l'avantage de ne pas modifier notablement la forme des raies photosphériques.

Les régions de formation de la raie He I D3 se trouvant très près de la photosphère, elles sont probablement en co-rotation avec l'étoile. Cette raie est donc sûrement élargie par la rotation ($v \sin i = 80 \text{ km.s}^{-1}$), comme l'avaient déjà noté Böhm & Catala (1993). Cet élargissement s'accompagnant forcément d'une diminution de l'intensité, afin de conserver la largeur équivalente de la raie, cela signifie que le facteur de remplissage doit être augmenté en conséquence, pour maintenir un accord avec les observations. Nous l'avons déjà dit, ETLA n'est pas en mesure de prendre en compte la rotation, dans sa version actuelle. C'est essentiellement un problème intrinsèque à la forme de l'équation de transfert dans le référentiel co-mobile, qui impose de choisir une condition initiale sur les fréquences, pour débiter l'intégration nécessaire au calcul du terme de diffusion de la fonction source (cf. chapitre 2, paragraphe 3.1). L'introduction d'un mouvement de rotation viendrait briser l'hypothèse de la symétrie sphérique, sur laquelle repose toute la méthode, en faisant apparaître des gradients de vitesse transverses, en plus des gradients de vitesse radiaux déjà existant. On peut alors montrer (Mihalas et al. 1975) que le coefficient $\gamma(\nu, p, z)$ (équation 2.19) du terme $\partial I_\nu / \partial \nu$ change de signe, pour chacun des paramètres d'impact tel que $0 \leq p \leq R$, où R est le rayon maximal de l'enveloppe. Pour voir comment le signe de γ influence le choix de la condition initiale, on peut s'intéresser aux caractéristiques du système (2.18) dans le plan (τ, ν) . Il est facile de montrer que les pentes de ces caractéristiques $d\nu/d\tau$, sont $\pm\gamma$ pour respectivement I^+ et I^- . Physiquement parlant, cela signifie que l'information, à propos de I^+ , doit se propager depuis les τ grands vers les τ petits et réciproquement en ce qui concerne l'information à propos de I^- . Si $\gamma > 0$, ces conditions sont vérifiées si la condition initiale est fixée pour les hautes fréquences; si $\gamma < 0$, pour les basses fréquences. Lorsque γ change de valeur le long d'un rayon, il devient alors nécessaire de changer de condition initiale, ce qui n'est pas possible dans le cadre de la méthode de Rybicki, qui est utilisée pour résoudre les différents systèmes d'équations. Il faudrait donc modifier complètement ETLA pour

tenir compte, rigoureusement, de la rotation éventuelle de l'enveloppe. Ceci étant dit, on peut aussi envisager d'introduire cette influence dans la partie de ETLA dévolue au calcul dans le référentiel de l'observateur. On pourrait, par exemple, calculer avec ETLA $I(\nu, p, q)$, où q désigne la distance à l'axe de rotation de l'étoile ($q = \sqrt{r^2 - p^2}$). Après quoi, il s'agirait d'intégrer afin d'obtenir le flux : $F_\nu = \int I(\nu, p, q) \vec{n} d\vec{n}$ en tenant compte de la composante de rotation de la vitesse : $\vec{V} = V_{exp} \cdot \vec{e}_r + V_{rot} \cdot \vec{e}_\phi$.

Intéressons nous maintenant à la composante rouge de la raie He I D3, dont le comportement, très différent de celui de la composante bleue, indique que ces deux parties de la raie sont formées en des endroits différents du vent. Ce qui, en soi, constitue une autre preuve de l'hétérogénéité du vent d'AB Aur. Comme nous l'avons dit au chapitre 4, la formation en émission de cette composante a été interprétée par Catala et al. (1998) comme le signe de la présence d'accrétion sur les pôles de l'étoile. Nous avons, à ce moment là, expliqué que notre modèle ne pouvait pas reproduire de telles configurations, ce qui nous empêche d'apporter plus d'informations quantitatives sur cette hypothèse. Tout comme pour la prise en compte de la rotation, il faut modifier la condition initiale sur les fréquences, afin de traiter les problèmes de flots en contraction uniformément décélérée ($V \leq 0, dV/dr \leq 0$). Dans ce cas, tous les points du vent se rapprochent les uns des autres. Nous avons donné au chapitre 2 la forme que devait prendre cette condition initiale. Techniquement parlant, la tâche est plutôt aisée, puisqu'il suffit d'inverser le sens de l'intégration sur les fréquences, lors du calcul dans les raies. Cette situation correspond apparemment bien à ce qui se passe autour d'AB Aur. En effet, pour expliquer l'apparition des composantes rouges observées en émission dans les raies photosphériques et dans la raie de He I D3, il est nécessaire de faire appel à des flots d'accrétion dont la vitesse est de respectivement 70 km.s^{-1} et 300 km.s^{-1} (Catala et al. 1998). Le ralentissement de ces flots pourrait s'effectuer via des chocs, à une certaine hauteur au-dessus de la photosphère, les conditions étant alors réunies pour former la composante rouge de He I D3. Plus bas, dans les régions externes de la photosphère, ce flot pourrait affecter suffisamment les raies photosphériques et faire émerger une composante en émission avec le décalage observé.

Par contre, lorsque la raie apparaît avec une composante rouge en absorption, approximativement centrée à vitesse nulle (voir figure 5.1), notre modèle à deux composantes semble être en mesure de la reproduire, au moins qualitativement. Cela semble indiquer que, quel que soit le mécanisme produisant la composante rouge en émission, il ne fonctionne que de manière épisodique et laisse apparaître de temps à autre le profil *basique* de la raie, i.e. une composante en émission décalée vers le bleu et une composante en absorption centrée. Notre interprétation est alors la suivante : ce profil *basique* est formé dans un vent à deux composantes, l'une à symétrie sphérique avec une chromosphère étendue et un taux de perte de masse d'environ $10^{-8} M_\odot \cdot \text{an}^{-1}$, l'autre étant un ensemble de CIRs denses et chaudes se formant à la base du vent.

5.6 Conclusion

Il ne fait désormais plus de doute que le vent d'AB Aur a une structure complexe, y compris dans les régions les plus profondes, dont il est originaire. L'étude des raies de l'hélium a permis d'apporter de nouvelles informations sur ces régions, jusqu'alors peu étudiées, en confirmant notamment que ces raies se forment bien dans des zones denses et chaudes très près de la photosphère. L'interprétation des profils de ces raies nous a conduits à poser les bases de modèles à deux composantes, incluant des CIRs à basse latitude, dans le vent de cette étoile. Ces simulations viennent appuyer l'interprétation de la modulation rotationnelle de la raie He I D3, comme étant due à l'alternance de jets lents et de jets rapides sur la ligne de visée, en fonction de la phase de rotation d'AB Aur. Ce sont alors les chocs entre ces jets qui chauffent et concentrent la matière jusqu'aux conditions requises pour former les raies de He I.

Par ailleurs, cette étude a permis de montrer que les effets hors équilibre thermodynamique local ont une part prépondérante dans la formation des raies à la base du vent. De même, pour le type de structure atomique considéré déterminant la précision avec laquelle les transitions sont décrites et, par conséquent, les conditions de réalisation d'un équilibre statistique pour les niveaux impliqués dans les raies étudiées. Pour apprendre plus sur les mécanismes physiques déterminant la formation d'une raie en émission décalée vers le bleu, il reste à étudier plus en détail, qui, des transitions radiatives ou collisionnelles, domine le peuplement et dépeuplement des différents niveaux.

En revanche, peu de choses ont été obtenues en ce qui concerne la composante rouge de la raie He I D3, si ce n'est que, lorsqu'elle est observée en absorption, cela indique probablement qu'elle provient des régions internes de la chromosphère classique, telle qu'elle est utilisée dans le modèle CK (1987).

Une modification du code ETLA est nécessaire pour entreprendre une étude quantitative de cette composante, lorsqu'elle est observée en émission, puisque, selon toute vraisemblance, cela montre qu'elle provient de colonnes d'accrétion sur les pôles de l'étoile. Les autres modifications, susceptibles d'être introduites dans ETLA, concernent les champs de vitesse non monotone et le transfert radiatif dans des milieux hétérogènes et non isotropes. Utilisés conjointement sur les raies de l'hélium et d'autres raies susceptibles de se former à la base du vent, ces outils permettront de fixer des contraintes strictes qui permettront de mieux connaître les mécanismes d'émergence des vents des étoiles Ae/Be de Herbig.

5.7 Publication A&A

Bouret J.-C., Catala C., 1999, “NLTE calculations of neutral helium lines in the wind of the Herbig Ae star AB Aurigae”, à soumettre à A&A

NLTE calculations of neutral helium lines in the wind of the Herbig Ae star AB Aur

J.-C. Bouret¹, C. Catala¹

Laboratoire d'Astrophysique de Toulouse, CNRS UMR 5572, Observatoire Midi-Pyrénées, 14, avenue Edouard Belin, F-31400 Toulouse, France

To be submitted to A&A

Abstract. In order to improve our knowledge about the mechanisms that drive the winds of Herbig Ae/Be stars, we performed a NLTE analysis of the formation of helium lines in the wind of AB Aur, the prototype of the whole class. These lines are indeed expected to form in the densest layers of the envelope, that is at the very base of the wind. In addition, a large observational data set is now available which we have extensively used to deduce strong constraints on the physics that prevail in the inner part of the wind. Among these data, we particularly used those from the MUSICOS 1996 campaign, showing the He I D3 ($\lambda 5876$ Å) line as made of two distinct components. One of them always appears as a blue-shifted emission component, while the other is alternatively seen as an absorption or an emission component shifted towards the red with respect to the rest wavelength.

The classical model for AB Aur's wind (Catala & Kunasz 1987) fails to reproduce the observed profile. Therefore, we built a two component model in which the base of the wind is made of dense, hot, clumps of material, while the major part of the wind is still described by the model by Catala & Kunasz (1987). Our results show that a blue-shifted emission can form in the framework of this model. These results strengthen the interpretation of the rotational modulation of this He I line as due to fast and slow streams alternating on the line of sight as the star rotates. Shocks are indeed expected to form where fast streams overtake slow ones. As far as the red-shifted component is concerned, we found that it can be formed in the classical wind model, when appearing in absorption.

Key words: Line: profiles – Stars: atmospheres – Stars: chromospheres – Stars: pre-main sequence – wind: azimuthal structures

1. Introduction

With its first excited level 20 eV above its ground state, neutral helium does not give rise to strong lines in most stars. The presence of He I lines is in fact considered as the signature of the presence of heated layers above the photosphere for stars with spectral types later than A0. The UV radiation field from

such stars is indeed too weak to populate significantly the excited levels of He I, so that collisional processes are needed to produce He I lines in these stars.

In spite of very numerous studies on this subject, the problem of the formation of the helium spectrum is far from being understood, regardless of the type of stars under consideration or of the medium where this spectrum is formed. The atomic structure of helium is extremely complex and NLTE processes are likely to dominate the line formation. In addition, the atomic data that are currently available are reliable for the levels up to $n = 4$ only. Above $n = 4$, the intrinsic accuracy of these data considerably decreases (Berrington & Kingston 1987) and little is known about the influence of the highly excited levels on the spectrum of helium.

Most of the studies concerning the formation of helium lines have been done for static atmospheres. In the solar case, a wide variety of mechanisms, efficient at different temperatures, have been proposed. The purely radiative models assume (Hirayama 1971, Zirin 1975) that the extreme UV radiation (shortward of the photo-ionization threshold of the ground state, i.e. $\lambda 504$ Å) from the solar corona produces an over-ionization of helium, followed by radiative recombinations that populate the excited levels. According to these authors, the entire spectrum of He I and He II is formed by this mechanism. However, Milkey (1975) showed that in that case, the cores of resonance lines (e.g. He I $\lambda 584$ Å) would be affected by a strong self-absorption, which is not observed. On the opposite, the population of excited levels of helium can be produced by collisional processes in a transition region between the chromosphere and the corona. This mechanism requires too high densities (Athay & Johnson 1960) to be compatible with other diagnostics from the transition region. Recently, Andretta & Jones (1997) showed that the lines that constitute the helium spectrum must be treated distinctively, as far as their mechanisms of production are concerned. They indeed found that the resonance line $\lambda 584$ Å is much less sensitive to coronal excitation than the subordinate lines or the resonance continuum. They also demonstrate that the efficiency of photo-ionization/recombination processes is about the same as the one of the collisional excitation, for temperatures higher than 2×10^4 K, at least in depleting the ground state of He I.

As far as hot stars are concerned, departures from LTE play a decisive role in the determination of the line strengths, as demonstrated by Auer & Mihalas (1972, 1973). It was

Send offprint requests to: J.-C. Bouret (bouret@astro.obs-mip.fr)

also found that these departures from LTE get more complicated as the line wavelengths increase. Such results were confirmed by Dufton & McKeith (1980) when studying UV He I lines of the $2^2S \rightarrow n^3P$ series for stars with spectral types ranging from O8 to B7. More recently, Smith et al. (1994) surveyed a sample of about 100 B stars in the λ 6678 and λ 4388 Å lines. They found that the synthetic profiles at λ 6678 and λ 5876 Å obtained with the NLTE code TLUSTY (Hubeny 1988) did not match the corresponding observed profiles, thus recovering the same results as Auer & Mihalas (1972, 1973). However, the atomic data used in TLUSTY are much more recent and reliable than those available in the early seventies and many more levels are taken into account. Hence, it is very likely that the observed discrepancies are not due to atomic data. These authors also studied the formation of the He I λ 6678 in λ Eridani (spectral type B2e), usually observed with a violet and red emission, which sometimes also affects the center of the line profile. Investigating the effects of NLTE processes on this line, they concluded that the temperature in the line formation region must be as high as 30,000-40,000 K to drive the line in emission, thanks to an increase of the line source function. In such conditions, the resonance λ 584 Å line becomes optically thin, which in turn de-populates the 2^1P level. Stimulated emission is also implied, and tends to favour the appearance of the λ 6678 Å in emission.

All the studies mentioned above illustrate the complexity of the processes involved in the formation of He I lines. In spite of these difficulties, the observation and interpretation of He I lines in the Herbig Ae/Be stars has a great importance, as these lines probe directly the heated layers located at the base of their winds (Catala et al. 1993). The scope of the work presented here is to provide a first analysis of the formation of the He I and He II lines in the winds of the Herbig Ae/Be stars, represented by the prototypical star AB Aur.

Helium lines have been observed in many Herbig Ae/Be stars (pre-main sequence stars of intermediate masses), including AB Aur. Their presence, be it in emission or in absorption, is unexpected in the photospheres of such stars, at least for the cooler of them (Ae stars), and constitutes a clue for the presence of heated layers above the photosphere. Other strong signs of chromospheric-like activity in these stars have been reported frequently in the past (Finkenzeller & Mundt 1984, Catala et al. 1986a, Hamman & Person 1992).

The He I D3 (λ 5876 Å) lines of AB Aur (spectral type A0Ve), the prototype of the whole class, have been often observed in the past few years but their origin still remains unexplained, even though some qualitative interpretations have been proposed (Böhm & Catala 1993, Catala et al. 1993, Catala et al. 1998). An important feature presented by this line is the presence of a component (either in emission or in absorption), almost centered on the rest wavelength, which suggests that it is formed close to the star, in regions from where the wind originates. Another characteristics of this line in AB Aur is a blueshifted emission component, presumably formed in the rapidly expanding regions near the base of the wind. Investigating the mechanisms leading to the formation of this line is therefore a key to learn more about the physical conditions that prevail at the base of the wind. This knowledge is necessary to discriminate among the various models that can be proposed to explain the winds of the Herbig Ae/Be stars.

In section 2, we summarize the main properties of the He I D3 line in AB Aur's wind as obtained from observations. Sec-

tion 3 is devoted to a description of the modelling tools we have used and to the influence of the atomic model on the line profile. The whole set of results we obtained is presented in section 4, together with comments on the physics of the He I line formation. In section 5, we discuss the implications of the present calculations on our understanding of the physical properties of the wind region where this line forms. Finally a general conclusion is given in section 6.

2. The He I lines in AB Aur: Summary of previous work

The presence of the He I 5876 Å line in AB Aur's wind has been known for a long time (see e.g. Felenbok et al. 1983, Catala et al. 1984). Most of the time, this line appears with an emission profile, almost centered on the rest wavelength and extending from blue to red over several hundreds km s^{-1} . This broadening is therefore many times larger than what could be produced by the stellar rotational velocity ($v \sin i = 80 \pm 5 \text{ km s}^{-1}$, Böhm & Catala 1993). On the other hand, the line often exhibit a more complex structure, that can be subdivided as follows. The first component is a blueshifted broad emission (up to 300 km s^{-1} Catala et al. 1993), which is always observed. The second one is either an absorption component almost centered on the rest wavelength or a redshifted emission, whose intensity is lower than the blueshifted one. Despite the absorption component is of non photospheric origin, its width is consistent with a broadening due to the stellar rotation; this behaviour is also observed in a large sample of Herbig Ae/Be stars (Böhm & Catala 1995). This leads us to the conclusion that the region where this component forms is very close to the photosphere.

In AB Aur's case, Böhm & Catala (1993) and Catala et al. (1993) argued that this line can be formed at the base of a chromosphere of moderate temperature, the presence of which has been demonstrated by several studies (e.g. Catala et al. 1984, Catala 1988, Bouret & Catala 1998). In this framework, the temperature and the velocity are increasing steeply with the radial distance to the star. A qualitative scenario was presented by Catala et al. (1993) to explain the behavior of this line, in which the absorption component was expected to form just above the photosphere, in a region where the temperature is just above the effective temperature of the star and where the velocity of the wind is still low. In the outer parts of the line formation region, the temperature as well as the velocity are much higher and the component that is formed there is expected to be in emission and blue-shifted.

More recently, the observations from the 1996 MUSICOS campaign became available (Catala et al. 1998). These observations show (i) that the blue emission of the He I D3 line is modulated in velocity with a 45hr period (ii) that the red component, alternating from emission to absorption, does not vary significantly in velocity but rather in intensity, with a possible tendency of a 45hr periodicity. In addition, the variations of the equivalent width of this component are well correlated with that of the photospheric lines.

The behaviour of the red component suggests that it may form in downflows onto the stellar pole, since it does not seem affected by the stellar rotation (Catala et al. 1998). These downflows may originate from an accretion disk through columns of material (cf. Shu et al. 1994) or alternatively from a equatorial wind. Concerning the blueshifted emission, two origins were invoked to explain the observed modulation. It may

be caused by the presence of stream structures in an equatorial wind. It may also form in a wind emanating from a rotating disk, at a radial distance of about $1.6R_*$. In this latter case, the disk rotation rate must be much slower than keplerian.

Figure 1 presents the He I D3 lines of AB Aur, as observed during the MUSICOS 96 campaign. The profile displayed in this figure is an average of all the spectra obtained during several days, and therefore is representative of the average structure of its line formation region.

The other He I lines of the optical spectrum can also be used in this analysis. The $\lambda 4471$ Å line (triplet), is seen in absorption and deeper than the Kurucz model corresponding to AB Aur (Böhm & Catala 1993). The singlet $\lambda 6678$ line has the same global shape as $\lambda 5876$ but with a smaller intensity, while the $\lambda 4921$ is not observed at all, probably because it is blended with the strong Fe II lines in this spectral range (Böhm & Catala 1993).

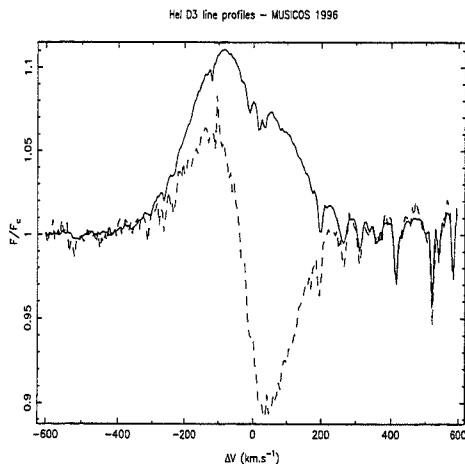


Fig. 1. Observed profile of the He I D3 line, during the MUSICOS 96 campaign. The profile shown in full line is an average of all the spectra obtained during the campaign. One particular spectrum obtained during this campaign, and showing an absorption component centered near zero velocity, is shown in dashed line.

3. Modelling the He I - He II spectrum

In a first step, it is necessary to build a set of models for the wind of AB Aur, that will provide the physical quantities needed to perform radiative transfer calculations. The models we used are identical to that proposed by Catala & Kunasz (1987) (hereafter CK). The reader is referred to this paper for more details. This model includes an extended chromosphere, located above the minimum of temperature of the photosphere. It ends up with an isothermal cool region. The chromospheric radius R_{ch} is the one where the maximum of temperature T_{max} is reached. The velocity law is monotonically increasing outward. The photosphere at the base of the wind is simulated by a Kurucz model with $T_{eff} = 10,000$ K and $\log g = 4.0$. We also recall here that it is a semi-empirical model, which means that all the relevant parameters are not independent from each other. It is difficult with such a model to dissociate

the effects of each parameter on the radiative transfer, which leaves ambiguities on the physics of the problem. On the other hand, such model makes it possible to represent accurately the physical conditions in the wind, which allows to deduce strong constraints on the parameters, by comparing the theoretical profiles to the observed one.

After the model is constructed, it is possible to calculate the line profiles, taking into account NLTE effects. We carried out this step with the ETLA code, which solves the radiative transfer equation in the comoving frame of the wind, in the equivalent two level atom formulation (Mihalas & Kunasz 1978). The output from ETLA (populations of atomic levels, source functions and opacity in lines and continua...) are used to calculate emergent intensities of interest, in the observer's frame. The corresponding emergent fluxes are then obtained by integrating the emergent intensities on a set of rays parallel to the line of sight from the observer (see CK for details).

We also had to build an atomic model, that is to say we had to choose among the atomic levels, those which are relevant to the calculations we intend to perform. He I was then represented by 29 levels; all the LS states up to $n = 5$ but the $1s5g^1G$ and $1s5g^3G$ that were replaced by the $1s6f^1F^\circ$ and $1s6f^3F^\circ$ were introduced and treated as separate levels. He II was assumed to be a 5 level atom. Finally, we also introduced the single (ground) state of He III.

Oscillator strengths and energy levels for both He I and He II are from Wiese et al. (1966). For bound-bound transitions of He I, we used collision cross-sections from Berrington & Kingston (1987), up to $n = 4$. The inclusion of the $n = 5$ and $n = 6$ levels was achieved thanks to a program written by Sahal-Bréchet (private communication) and based on the Seaton approximation (1962). For a few transitions involving levels with $n = 5$, we also used data from Benson & Kulander (1972). Concerning the collisional ionization rates from levels of He I, we used the data and relations from Mihalas & Stone (1968). The collisional rates (bound-bound and bound-free) of He II were taken from TLUSTY code (Hubeny 1988). The source of the photoionization cross-sections of He I is the Opacity project database (Fernley et al. 1987), while for He II (hydrogenic ion, $Z = 2$), we took the same form as for hydrogen (cf. Mihalas 1978).

We assumed a Voigt profile for the line; the natural damping parameter was written following the well known classical expression: $a = 2.47342 \times 10^{-22} \nu^2 / 4\pi \Delta\nu_D$, where ν is the frequency into the line and $\Delta\nu_D$ is the Doppler broadening.

Although the atomic data for levels with $n = 5$ and $n = 6$ are approximate, the inclusion of these levels provides a better description of the transitions involving levels with $n = 4$ and $n = 5$ respectively and for the recombination cascades as well. The influence of these levels on the line formation will now be discussed, for the best fit model of AB Aur's wind obtained by CK, which we will consider as the reference model in the following. We present in figure 2 the run with the optical depth of the line source function, for a model with 19 levels (up to $n = 4$), compared to that obtained with the model used for this work. In the bulk of the chromosphere, S_ν with our 29 levels atomic model is notably higher than what is produced when only 19 levels are considered. The consequences on the line profile are shown in figure 3. Clearly, the inclusion of high lying levels plays an important role in the line strength. In the present case, the change is of 12% for the absorption component and less than 2% for the emission component. We have

checked that this effect exists for even higher temperatures, by performing the same kind of calculations for a model with $T_{max} = 40,000$ K.

Considering this important impact on the resulting source function and the line profile, we used an atomic model with 29 levels for He I in all the calculations described in this paper.

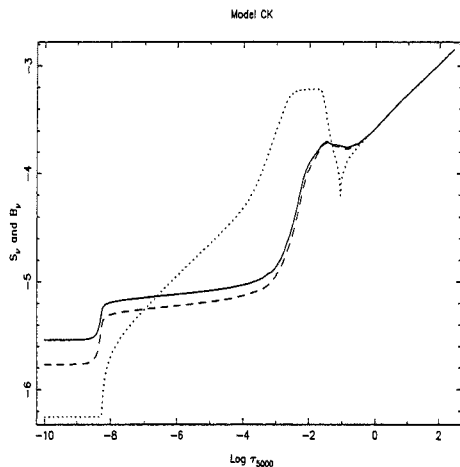


Fig. 2. Computed source function of the He I D3 line with 29 levels (full line) and with 19 levels (dashed line). The Planck function (dotted line) for the model CK is shown to indicate the temperature law.

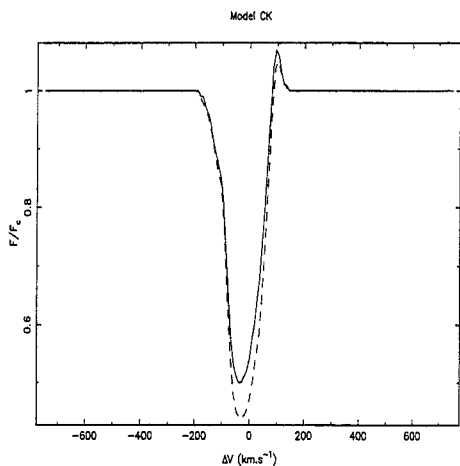


Fig. 3. Computed profiles of the He I D3 line for the model CK; 29 levels (full line) and 19 (dashed line)

4. Results

4.1. The standard CK model

As can be seen from Fig. 3, the “standard” CK model for AB Aur does not produce any blue emission component in

the He I D3 line, but rather a P Cygni type profile, with a blueshifted absorption component and a weak redshifted emission component. Such a model is therefore insufficient to explain the characteristics of the observed He I D3 lines in AB Aur.

A close examination of the results obtained with this model indicates that the source function does not rise sufficiently in the chromospheric region to yield a blue emission component (see Fig. 2). Therefore, on the rays that hit the stellar core, the specific intensity in the line is always lower than in the adjacent continuum, contributing in the emergent flux to the strong blueshifted absorption component seen on Fig. 3.

It is clear from Fig. 2 that the NLTE effects in the temperature maximum region tend to decrease the line source function, while they tend to increase it near the base of the chromosphere. The CK model was built to reproduce lines and continua formed in the wind of AB Aur and in the bulk of its chromosphere (hydrogen Balmer lines, hydrogen continua, Mg II and C IV resonance lines). These results were recently confirmed by Bouret & Catala (1998), and the parameters derived for the wind and the chromosphere of AB Aur are quite reliable. On the other hand the regions near the base of the chromosphere and the temperature minimum are not well constrained in this model. It is therefore very natural to investigate what physical conditions in these loosely constrained regions could give rise to the observed characteristics of the He I D3 line.

4.2. Results with a high temperature region

Recent observations with the HST/GHRS have shown the presence of N V resonance lines in AB Aur, indicating the presence of high temperature regions in its wind (Bouret et al. 1997). The N V lines were used to constrain these hot regions, and it was proposed that they result from shocks produced in co-rotating interaction regions (CIR) in the wind of AB Aur. These CIR may also be responsible for the observed X-ray emission of AB Aur, detected by ROSAT (Zinnecker & Preibisch 1994). The hot regions created by the CIR are not spherically homogeneous, but rather encompass only a small fraction of the wind volume, resulting in small filling factors for the N V line emitting region. By analogy with the solar case, it is generally assumed that CIRs are generated by the presence in the wind of shocks between fast and slow streams of material, the latter being confined by the surface magnetic field of the star (Mullan 1984). This discrete structure can be located very close to the star’s surface (Catala et al. 1986b). The rotational modulation of the He I D3 line (Böhm et al. 1996, Catala et al. 1998) is often associated with the presence of such azimuthal structures in the wind of AB Aur, rotating with the star.

In this section, we investigate whether the same type of shock-bounded hot regions can be responsible for the observed He I D3 line characteristics.

The observational constraints that this model must be comply with are the following:

1. The He I D3 line has a blue-shifted component with a velocity of approximately -100 km s^{-1} and an intensity above the continuum level of $F/F_c = 1.1$. This velocity of this blue-shifted component is modulated by the star’s rotation, with a period near 45 hrs (Catala et al. 1998).

2. The He I D3 line also exhibits a red-shifted component with a velocity near $+40 \text{ km s}^{-1}$, modulated in intensity but not in velocity (Catala et al. 1998).
3. The He II $\lambda 1640 \text{ \AA}$ line does not appear on the IUE archive spectra of AB Aur, indicating that its intensity must be $F/F_c \leq 1.1$. This line must therefore be less intense than the He I D3 line.
4. The other lines and continua of AB Aur (hydrogen Balmer lines, hydrogen continua, Mg II and C IV resonance lines), used in previous analysis (CK, Catala 1988, Bouret & Catala 1998) and reasonably well reproduced by the “standard” CK model, must not be affected by the additional hot regions.

We used the model proposed by Bouret et al. (1997) to check whether the clumpy hot regions with $T \approx 140,000 \text{ K}$ which are necessary to account for the N V resonance lines can also explain the characteristics of the He I and He II lines. We find that such models, including a spherically symmetric wind, a moderate temperature ($17,000 \text{ K}$) extended chromosphere (similar as the CK model), and a hot ($140,000 \text{ K}$) thin region near the base of the wind, produce an intense He II $\lambda 1640 \text{ \AA}$ line, much more intense than the resulting He I D3 line. This is due to the fact that neutral helium is severely depleted in these hot regions, where the helium ionization equilibrium is shifted toward He III. The filling factor for these hot regions derived in Bouret et al. (1997) analysis ($7 \cdot 10^{-3}$) is small enough that the resulting He II $\lambda 1640 \text{ \AA}$ line falls well below the IUE detection limit of $F/F_c = 1.1$, but at the same time, the hot regions do not contribute significantly to the formation of the He I D3 line, which is mainly formed in the cooler parts of the CK chromosphere, and thus ends up with a P Cygni profile similar to that presented in Fig. 3. Conversely, if we assume a higher filling factor for the hot regions, in such a way that the He I D3 emission component reaches the observed intensity, a very intense He II $\lambda 1640 \text{ \AA}$ line is formed, in contradiction with its absence in the archive IUE spectra.

It is therefore necessary to introduce an additional component to our model of the wind of AB Aur to account for the observed characteristics of the He I and He II lines.

4.2.1. Formation of a blue emission component in the He I D3 line

First of all, let us investigate what physical conditions are required to produce a blue emission component in the He I D3 profile. Clearly, such a component can be obtained only if the line source function near the base of the wind is sufficiently high, as discussed in Sect. 4.1. In order to perform this study, we built models of spherically symmetric winds including deep and extended chromospheres, and explored systematically the parameter space of these models. The parameters of some of the models used in this analysis, and more particularly discussed in the text, are listed in Table 1.

We find that models in which the chromosphere is located at the same place as in CK, with increased temperatures relative to CK (models M1-3), still produce PCygni profiles, with a blue bump increasing in intensity until $T_{max} \approx 50,000 \text{ K}$ (Fig. 4), then decreasing. As soon as $T_{max} \approx 40,000 \text{ K}$, this blue bump is strong enough to be in emission, yielding a P Cygni type III profile, in the Beals (1950) classification, but with an additional blueward absorption. These models fail to produce as intense a blueshifted emission component as observed, ba-

Table 1. Parameters of models discussed in the text. R_{ch} is expressed in units of photospheric radius ($R_{ph} = 1.75 \times 10^{11} \text{ cm}$), T_{max} is in Kelvin, while $V(R_{ch})$ and v_D are in (km/s)

Models	R_{ch}	T_{max}	$V(R_{ch})$	v_D	$\dot{M} (M_{\odot}/\text{yr})$
M1	1.04	25,000	4.	45	1.2×10^{-8}
M2	1.04	33,000	4.	45	1.2×10^{-8}
M3	1.04	40,000	4.	45	1.2×10^{-8}
M4	1.005	20,000	9.	75	3.3×10^{-8}
M5	1.005	24,000	9.	75	3.3×10^{-8}
M6	1.005	30,000	9.	75	3.3×10^{-8}
M7	1.005	30,000	139	10/75	9.6×10^{-6}

sically because the line source function is always too low in the regions forming the He I D3 line, and therefore they do not provide the required physical conditions to account for the observed characteristics of this line.

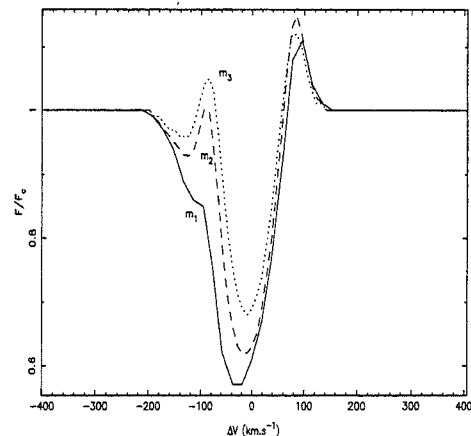


Fig. 4. Three profiles for models with $T_{max} = 25,000 \text{ K}$ (full line), $T_{max} = 33,000 \text{ K}$ (dashed line) and $T_{max} = 40,000 \text{ K}$ (dotted line). The blue bump clearly develops as T_{max} increases.

Models with chromospheres closer to the star than in CK, with small velocity gradients within the chromosphere (M4-6), yield double peak emission profiles for the He I D3 line, which appear as a wide and symmetrical emission with a central absorption component. Figure 5 displays profiles produced by different temperature maximum (reached at the same distance from the photosphere). Increasing T_{max} mainly changes the level of the central depression with respect to the continuum level. This effect is easy to understand if one considers the emergent specific intensity on the rays that hit the stellar disk. For model M4, the specific intensity profile on the central ray is still mainly in absorption, again because the line source function in the line forming region is too low. The specific intensity profile turns in emission at higher values of the impact parameter, but is far from being intense enough to fill in the absorption produced on the central rays, and the resulting flux profile appears as a double peak emission, whose central depression reaches below the continuum level. For models M5

and M6, in which the temperature maximum is higher, the line source function increases, and the specific intensity profile on central rays is a double peak emission with a central depression above the continuum level. The resulting flux profile is therefore still a double peak emission, but with a central depression reaching above the continuum level. These models produce a blue emission component with a high intensity, and for models with $T_{max} \leq 30,000$ K no significant He II $\lambda 1640$ Å line is produced, as required. However, the He I D3 line is entirely formed in low wind velocity regions ($V \leq 40$ km s⁻¹), the presence of the blue and red emission component being simply due to the large turbulent velocities assumed in these models. It is therefore impossible to explain the presence of the observed velocity rotational modulation for the blue emission component in the framework of these models.

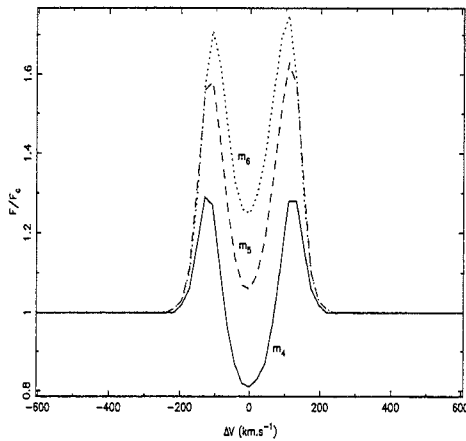


Fig. 5. Profiles for three models with increasing temperatures ($T_{max} = 20,000$ K, $24,000$ K and $30,000$ K respectively) reached closer to the star's surface than for models of figure 4. The influence of T_{max} on the central depression appears clearly.

We have also checked the effect of increasing the extension of the chromosphere. For the models producing double peak profiles, extending the chromosphere only contributes to produce an additional absorption trough, blueward of the blue emission component.

Clearly, the only way to obtain a blue emission component formed in high velocity wind regions, so that it can possibly be modulated in velocity during the star's rotation by the alternation of fast and slow streams, is to increase the velocity gradient of the model at the base of the wind. Increasing the velocity must be compensated by an increase of the density, to prevent the line source function from strongly decreasing. In our models, the presence of such rapid and dense regions can be simulated by artificially increase the mass loss rate above the standard value of the CK model.

For models with gas velocities as high as 100 km s⁻¹ at the point where T_{max} is reached (models M7), it is possible to obtain a blue-shifted emission for the He I D3 line, provided the mass loss rate of the corresponding model is higher than $10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. In these models, the Doppler random velocity plays a fundamental role in the appearance of the line either as a classical double peak emission with a blueshifted central

depression, or as a profile dominated by a blueshifted emission, as shown in Fig. 6.

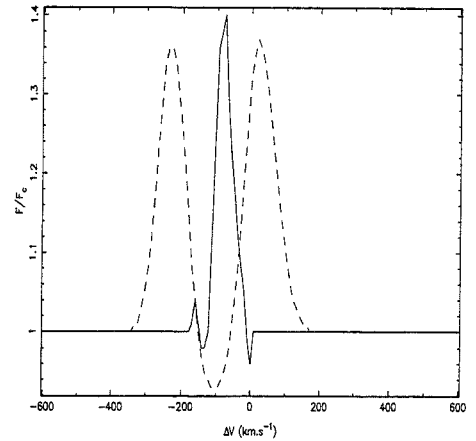


Fig. 6. Profiles for models only differing by the value of v_D . In one case ($v_D = 10$ km s⁻¹, full line), the line is clearly dominated by a blue-shifted emission, while in the other case ($v_D = 75$ km s⁻¹, dashed line) we rather obtain a double peak emission profile, although with a significant blue-shift.

Understanding the formation of such profiles requires a close examination of both the line source function and of the specific intensity profiles of different rays (Figs. 7 and 8 respectively).

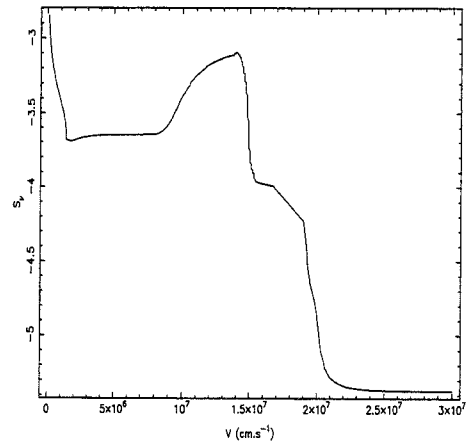


Fig. 7. Run with velocity of the line source function for the model detailed in the text, producing the profile in full line of figure 6.

Let us first examine the case when the Doppler random velocity is small (full line in Fig. 6). The line source function S_L directly maps on the line profile, on the central rays (impact parameter $p=0$). Indeed, on the red side of the line, the point where $\tau_\nu = 1$ is reached only inside the star; therefore, up to $\Delta V = 0$, there is no contribution to the line. Outside the star,

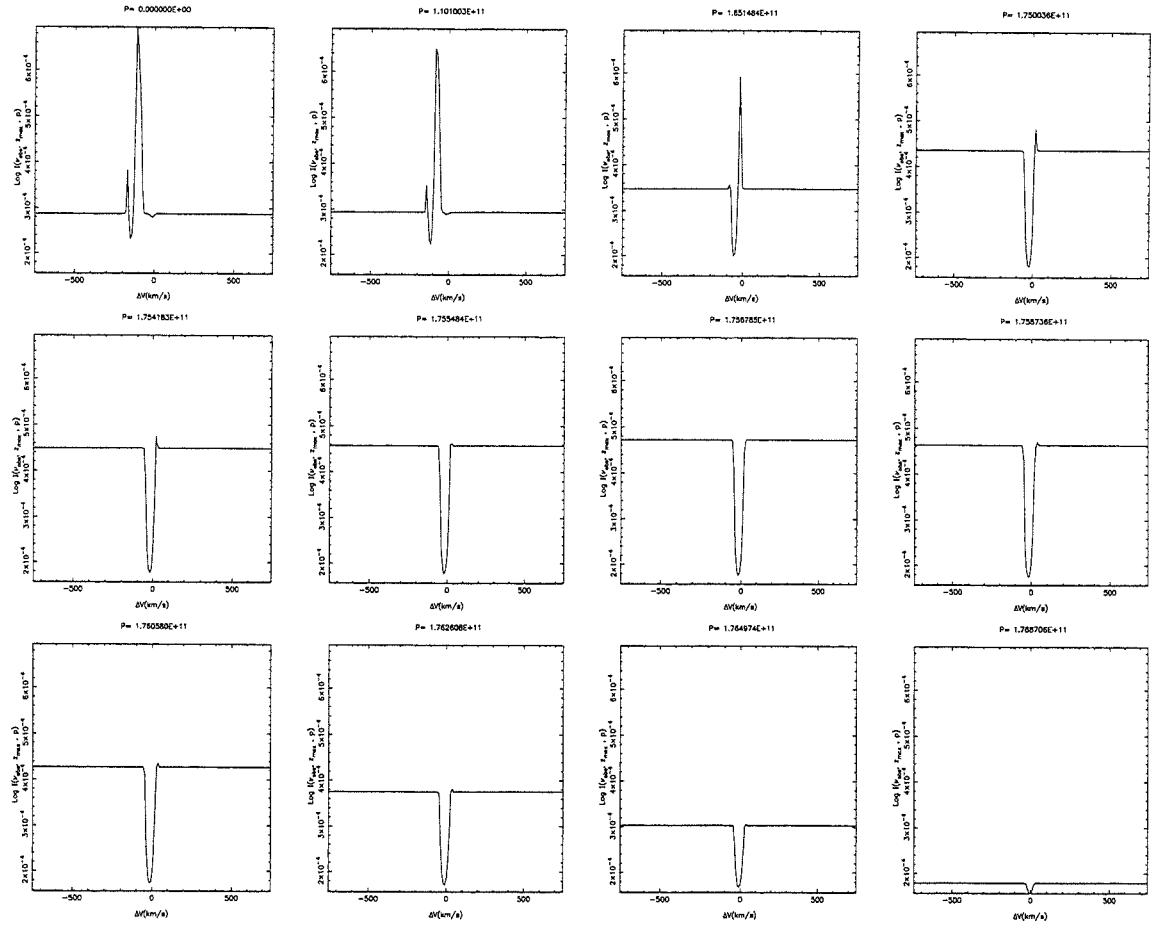


Fig. 8. Evolution of the line profile with the impact parameter p .

we find regions where the velocity is small and S_L decreases. A small absorption is therefore produced. Proceeding outward, S_L now presents a kind of plateau, while the velocity increases up to about 100 km s^{-1} . This plateau is also seen in the line profile. Between $v=100 \text{ km s}^{-1}$ and $v=150 \text{ km s}^{-1}$, S_L increases strongly, which contributes to produce a strong blueshifted emission. Further in the wind, in regions corresponding to the external border of the chromosphere, S_L steeply falls off, which is denoted by the absorption component appearing blueward of the emission component. This type of specific intensity profile is obtained up to the rays that are tangent to the stellar core ($p = p_c \approx R_*$). As p increases, the specific intensity profile changes from a PCygni to a single absorption profile, becoming progressively shallower, until regions where the density of He I is too low to contribute to the line. Central rays have larger weights in the integration of the emergent flux, which explains the final line flux profile.

Models with high values of the Doppler random velocity v_D essentially behave in the same way, except that now both the emission and absorption components produced in the intensity specific profile on the central rays are much wider. In the resulting flux emergent profile, the line thus appears as a wide, intense, and blueshifted emission, in which a wide and

blueshifted absorption component is dug (dashed line in Fig. 6).

The crucial aspect of these models with high velocity gradients near the base of the wind is the source function rise in a region of high velocity (see Fig. 7), which produces a blueshifted emission component, as observed. In these models indeed, NLTE effects depopulate the lower level ($2p^3P^0$) more efficiently than the upper level ($3d^3D$) in the hot region at the base of the wind. This relative under-population of the lower level is mainly caused by the fact that in this region, the $\lambda 10830 \text{ \AA}$ line is optically thin, which means that many photons in this transition cross the hot region without interacting with atoms. In order to illustrate this effect, we present in Fig. 9 the run with optical depth at 5000 \AA of the departure coefficients for the two levels of the $\lambda 5876 \text{ \AA}$ line. The ratio of the departure coefficients, b_l/b_u , is indeed lower than unity in the hot region near the base of the wind.

Only these models with a deep hot region, and presenting a strong velocity gradient at the base of the wind, as well as high densities in these regions, are capable of producing a strong blueshifted emission component formed in a high velocity wind region, so that we can expect it to be modulated by the star's rotation if fast and slow streams alternate on the line of sight.

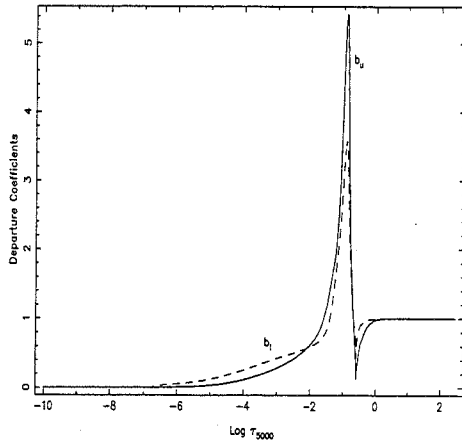


Fig. 9. Departure coefficients for the lower level (dashed line) and upper level (full line) for the $2p\ ^3P^0-3d\ ^3D$ transition. The ratio b_l/b_u is clearly greater than unity in the hot region at the base of the wind.

The following physical conditions in the deep hot region must be met:

- $20,000\text{ K} \leq T_{max} \leq 30,000\text{ K}$
- $1.0025R_{ph} \leq R_{ch} \leq 1.015R_{ph}$
- High velocity gradient between T_{min} and T_{max}
- $V(R_{ch}) \geq 80\text{ km.s}^{-1}$
- $\rho \geq 1.2 \times 10^{-10}\text{ g.cm}^{-3}$

4.2.2. A two-component model

Now that we have identified in what physical conditions a blueshifted emission component can be formed in the He I D3 line, we examine below how a two-component model involving a “standard” CK-type wind and chromosphere on one hand, and a set of dense and hot regions created by CIR near the base of the wind on the other hand, can account for the observational material at our disposal summarized at the beginning of Sect. 4.2. As argued earlier, the CIR structure assumed to be responsible for the N V resonance lines, with temperatures of the order of 140,000 K, cannot produce the observed He I and He II line profiles. The regions responsible for the He I D3 blueshifted emission component must be cooler and located very close to the star’s surface.

In order to reconcile these requirements with those derived from the analysis of the N V resonance lines by Bouret et al. (1997), we must consider either that the CIR exhibit a complex temperature structure, with several temperatures regimes: from 20,000 to 30,000 K to produce the He I D3 line as observed, around 140,000 K to account for the N V lines, and in the range 1-2 million K to explain the X-ray flux observed by ROSAT. Alternatively, we can imagine the presence of several families of CIR in the wind of AB Aur, with different densities and temperatures, depending on the strength of the shocks creating them.

In order to quantitatively assessing the possibility that the He I D3 line is produced in such conditions, we built a two-

component model of the wind of AB Aur, proceeding as follows.

First, we introduced a hot geometrically thin region at the base of the wind model of CK, between the minimum of temperature and the point where $T_{max}(CK)$ is reached. The density was set to the value required by He I D3, by artificially increasing the mass loss rate. The full set of radiative transfer equation and statistical equilibrium equations was solved for the corresponding model, yielding line source functions and opacities for all transitions in our He I-He II-He III atomic model. The emergent specific intensities were then calculated as described in section 3.

In a second step, we removed the hot region from this model, re-calculated the emergent specific intensities, then evaluated the contribution of the hot regions to the emergent specific intensity ($I^1(\nu, \theta)$) by subtracting the latter set of emergent specific intensities from the former.

The third step consists of the calculation of the emergent specific intensities from a “standard” CK model with its normal mass loss rate, noted $I^0(\nu, \theta)$ in the following.

Finally, for calculations in the observer’s frame, we simulated the presence of hot regions with high densities at the base of the wind when calculating the emergent flux as follows:

$$F(\nu) = \int_0^{2\pi} d\phi \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos\theta [r(\theta, \phi)I^1(\nu, \theta) + [1 - r(\theta, \phi)]I^1(\nu_c, \theta)] d\theta + \int_0^{2\pi} d\phi \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos\theta I^0(\nu, \theta) d\theta \quad (1)$$

The weighting function $r(\theta, \phi)$ describes the distribution of the CIR in the wind. It is possible to simulate distributions of CIR more or less crowded near the equator. The same method was developed when calculating the contribution to the profile of C IV resonance line, of discrete high temperature regions in AB Aur’s wind (Bouret et al. 1997).

Integration of the $r(\theta, \phi)$ function over all angles provides the filling factor f . We do not have enough constraints to calculate a precise value for f . However, the lower limit for the CIR density derived in Sect. 4.2.1 allows us to set an upper limit for the filling factor: $f \leq 0.18$.

Figure 10 shows the profiles resulting from models M7 of table 1, both with a low and a high value for the Doppler random velocity v_D . As illustrated in this figure, the profiles obtained with two components models are in qualitative agreement with the He I D3 profiles observed from time to time in AB Aur, with a blue-shifted emission component and a an absorption component more or less centered at zero velocity (Böhm et al. 1996, Catala et al. 1998). In addition, the blueshifted emission component is formed in a high velocity part of the wind, so that its centroid velocity is sensitive to the velocity gradient near the base of the wind. If the wind is made of an alternation of fast and slow streams, the star’s rotation can provide an explanation for the observed modulation of this component. Concerning the red emission component appearing most of the time in the He I D3 line, other processes are probably involved (see discussion below)

We checked that the other lines studied previously, and well accounted for by the “standard” CK model, are not affected whatsoever by the addition of the CIR required by the

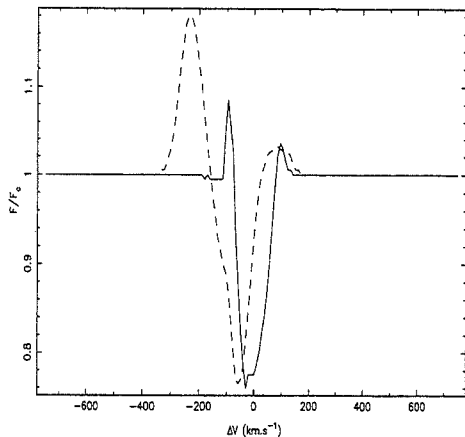


Fig. 10. Line profile resulting from simulation of wind with two components. The profile in full line is obtained with $v_D=10\text{km.s}^{-1}$ while the profile in dashed line is obtained with $v_D=75\text{km.s}^{-1}$.

He I D3 line. We also checked that our model does not produce any detectable He II λ 1640 Å line, does not affect the previously calculated N V resonance lines (Bouret et al. 1997), and does not produce any detectable emission nor absorption in the N IV λ 1718 Å line, which is also absent from the IUE spectra (Bouret et al. 1997).

5. Discussion

The present results are consistent with the proposition by Catala et al. (1998) that the blue component of the He I D3 line is formed in an equatorial wind (Pogodin 1992), with a stream structure similar to the one we mentioned hereabove.

Because the line formation region is very close to the photosphere, it is very likely that it is in corotation with the star, whose rotation rate is $v \sin i = 80 \text{ km/s}$ (Böhm & Catala 1993). The line is therefore probably additionally broadened by rotation, which was already mentioned in Böhm et al. (1996). Rotation was not introduced in our calculations so far, and its inclusion in our model will be the subject of a subsequent paper.

The red component of He I D3 behaving differently from the blue one, it is very likely that their regions of formation are distinct. This constitutes yet another evidence that the wind of AB Aur is non homogeneous. The red component of the He I D3 line is most often appearing in emission, slightly redshifted, with no modulation of its centroid velocity (Catala et al. 1998). A tentative interpretation of this component given in Catala et al. (1998) assumes that it is produced by material accreting onto the stellar pole. Our model is not capable of dealing with such geometries, so we cannot provide here a quantitative confirmation of this hypothesis.

On the other hand we note that the He I D3 line sometimes appear as depicted in dashed line in Fig. 1., i.e. with a blueshifted emission component, and a wide absorption component roughly centered at zero velocity. Our calculated He I D3 line profile in the framework of the two-component model is qualitatively in agreement with such a profile. This seems

to indicate that, whatever the mechanism that forms the red-shifted emission component when it is seen (e.g. polar accretion of matter), this mechanism vanishes from time to time, leaving the He I D3 line with its basic blue-emission/central absorption profile. We suggest that this basic profile is formed in a wind structure similar to the one simulated in our two-component models, involving a roughly spherically symmetric wind and extended chromosphere with a mass loss rate of the order of $10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ and temperature near 17,000 K, and a set of hot and dense CIR occurring near the base of the wind.

6. Conclusion

Due to its high lying levels, the He I D3 line of AB Aur was considered to form in dense, hot regions, probably located at the base of the wind of this star. A NLTE analysis of the formation of this line has provided new informations on the physics in layers close to the star, from where the wind probably originates.

So as to improve the confidence level of our calculations, we have used a 29 levels atom model, which allowed a better description of the recombination and cascades phenomena. Preliminary calculations have demonstrated that the models of AB Aur's wind by Catala & Kunasz (1987) do not produce the observed blue-shifted emission, but rather a PCygni line profile.

A systematic study of the influence of the physical parameters of our models has provided a full set of constraints required (temperature, density, gas velocity, location of the emitting layers) to form a blue-shifted line emission. In addition, the question of the physical mechanism driving this line emission was addressed and showed that departure from LTE are indeed implied.

The presence of dense, hot regions, concentrated at low latitudes, at the base of AB Aur's wind was simulated by a procedure similar to the one developed for studying the N V line in the wind of this star. These simulations again strengthen the interpretation of the rotational modulation of the He I D3 line as caused by the presence of streams of material rotating with the star. If shocks occur between these streams, the material can be heated and its density can be enhanced, up to the values needed by the blue emission component of He I D3.

Concerning the red component of the line, the question is still open, although our modelling has brought some new informations. When appearing in absorption, this component can be formed in the bulk of the *classical* chromosphere lying in the wind (Catala & Kunasz 1987).

Further calculations are required to ascertain the origin of the latter component. Such calculations require tools able to treat radiative transfer in highly non-homogeneous, non isotropic media, with important velocity fields. Such tools are now under construction and could, in principle, be used either for simulating accretion columns as well as for expanding and rotating wind. In this latter case, it should also allow us to improve the calculations of the blue emission component. With the complete set of constraints in hand, it will therefore be time for a modelling of the winds of the Herbig Ae/Be stars.

Acknowledgements. We thank Sylvie Sahal-Bréchet for providing us with its numerical code for calculations of collisional transition rates. We also acknowledge fruitful discussions with Ivan Hubeny, about radiative transfer problems. Finally, we

thank the MUSICOS collaboration for making data available to us prior publication.

References

- Andretta V., Jones H.P., 1997, ApJ, 489, 375
 Athay R.G., Johnson H.R., 1960, ApJ, 131, 413
 Auer L.H., Mihalas D., 1972, ApJs, 24, 193
 Auer L.H., Mihalas D., 1973, ApJ, 25, 453
 Beals C.S., 1950, Publ. DAO, 9, 1
 Benson R.S., Kulander J.L., 1972, Solar Phys., 27, 305
 Berrington J.A., Kingston A.E., 1987, J. Phys. B, 20, 6631
 Böhm T., Catala C., 1993 A&AS, 101, 629
 Böhm T., Catala C., 1994 A&A, 290, 167
 Böhm T., Catala C., 1995 A&A, 301, 155
 Böhm T., and the MUSICOS collaboration 1996 A&AS, 120, 431
 Bouret J.-C., Catala C., Simon T., 1997 A&A, 328, 606
 Bouret J.-C., Catala C., 1998 A&A, accepted
 Catala C., 1988 A&A, 193, 222
 Catala C., Kunasz, P.B. & Praderie F., 1984 A&A, 134, 402
 Catala C., Praderie F. & Kunasz, P.B., 1984 A&A, 154, 103
 Catala C., Talavera A., 1984 A&A, 140, 421
 Catala C., Praderie F. & Felenbok P., 1986 A&A 182, 115
 Catala C., Felenbok P., et al. 1986b A&A 308, 791
 Catala C., Kunasz P.B., 1987 A&A 174, 158
 Catala C., Böhm T., Donati J.-F., Semel M., 1993 A&A, 278, 187
 Catala C., Böhm T., Donati J.-F., et al., 1994 Solar Phys., 155, 185
 Catala C. and the MUSICOS collaboration, 1998, A&A, submitted
 Dufton P.L., McKeith C.D., 1980, A&A, 81, 8
 Felenbok P., Praderie F., Talavera A., 1983, A&A, 128, 74
 Fernley J., Taylor K., Seaton M., 1987, J. Phys. B, 20
 Finkenzeller U., Mundt R., 1984 A&AS, 55, 109
 Hamman F., Persson S.E., 1992, ApJs, 82, 285
 Hirayama T., 1971, Solar Phys., 19, 384
 Hubeny I., 1988, Comput. Phys. Comm., 52, 103
 Kurucz R.L., 1979 ApJS, 40, 1
 Mihalas D., in *Stellar Atmospheres*, 2nd edition
 Mihalas D., Stone M.E., 1968, ApJ, 151, 293
 Mihalas D., Kunasz P., 1978 ApJ, 219, 635
 Milkey R.W., 1975, ApJ, 199, L131
 Mullan D.J., 1984, ApJ, 283, 303
 Pogodin M.A., 1992, Pis'ma Astron. Zh. 18, 1066
 Seaton M., 1962, Proc. Phys. Soc., 79, 1105
 Shu F., Najita J., Ostriker E., Wilkin F., 1994, ApJ, 429, 781
 Smith M.A., Hubeny I., Lanz T., Meylan T., 1994, ApJ, 432, 392
 Wiese W.L., Smith M.W., Glennon B.M., 1966, NSRDS-NBS 4, Vol. 1
 Zinnecker H., Preibisch Th., 1994 A&A, 292, 152
 Zirin H., 1975, ApJ, 199, L63

Chapitre 6

Conclusion

A l'issue de ce mémoire, nous allons maintenant établir le bilan des résultats obtenus au cours des trois années, qui y ont été consacrées, et tenter de broser un tableau, aussi précis que possible, de la nature des étoiles Ae/Be de Herbig, avant d'évoquer des pistes de recherche pour les années à venir.

6.1 Synthèse

Le but de cette thèse, tel qu'il avait été défini initialement, était de contribuer à poser de nouvelles contraintes sur la structure des vents des étoiles Ae/Be de Herbig, contraintes pouvant être utilisées par la suite afin de faire la lumière sur les mécanismes oeuvrant à l'émergence et à l'entretien des vents et des chromosphères de ces objets. L'approche choisie consistait à étudier la formation des raies dans les vents de ces étoiles pour en obtenir des informations sur la physique dans les régions émettrices. Un choix aussi large que possible de raies de différents éléments devait alors permettre de « tracer » des régions très différentes des vents.

Nous nous sommes d'abord intéressés à l'étude de la structure des enveloppes des étoiles de Herbig de la classe PCygni (dont fait partie AB Aur). La question se pose en effet de savoir si les similitudes, observées dans les spectres des étoiles de cette classe (représentant 20% de l'effectif total des Ae/Be de Herbig), trahissent l'existence de similitudes dans les structures de leur vent. En modélisant la discontinuité de Balmer, la raie $H\alpha$ et les raies de résonance de Mg II et de C IV, nous avons pu montrer qu'effectivement, les enveloppes des trois nouvelles étoiles modélisées avaient le même type de structure que celle d'AB Aur. Ces objets possèdent des vents intenses et des chromosphères dont les températures sont du même ordre que celle d'AB Aur ($17\,000\text{ K} \leq T_{\text{max}} \leq 22\,000\text{ K}$). Les taux de perte de masse que nous avons déduits ($1.8 \times 10^{-8} M_{\odot}.\text{an}^{-1} \leq \dot{M} \leq 8. \times 10^{-8} M_{\odot}.\text{an}^{-1}$) sont tous en bon accord avec les observations radio de Skinner et al. (1993). Pour la première fois, les pertes radiatives dans ces vents ont été calculées et ont fourni une estimation directe de la quantité d'énergie dissipée dans ces vents pour entretenir les chromosphères. Les valeurs ob-

tenues ont été comparées à deux des principaux scénarii proposés afin d'expliquer l'activité des HAEBES. Dans un cas, les pertes radiatives sont supérieures à ce qui peut être fourni via la rotation différentielle dans les couches sub-photosphériques (Lignières et al. 1996), tout au moins si le champ magnétique n'est pas pris en compte. Dans l'autre cas, l'énergie disponible dans un disque d'accrétion képlérien suffit à compenser les pertes radiatives, mais la présence de tels disques autour des étoiles que nous avons étudiées n'est pas assurée (Böhm & Hirth 1997).

La communauté de structures entre les HAEBES de la classe PCygni est désormais bien établie. Les mécanismes physiques, proposés pour expliquer les vents et chromosphères de ces étoiles, devront être suffisamment généraux pour s'appliquer à l'ensemble de cette classe. Cela autorise aussi à n'étudier en détail qu'une étoile de cette classe pour en tirer des conclusions compatibles avec l'ensemble du groupe.

A ce titre, AB Aur, qui est considérée comme l'étoile standard de la classe PCygni, a été observée en 1996 par le télescope spatial Hubble (avec le GHRS) afin d'étudier la structure en température de son vent. Ces observations ont permis la découverte de la raie de N V à 1240 Å, dont la présence en émission était complètement inexplicable dans le cadre du modèle alors admis pour le vent de cette étoile. Il devenait nécessaire d'envisager l'existence de zones très fortement chauffées pour produire de l'azote V en quantité suffisante. Nous avons alors découvert que tous les modèles, incorporant des zones de très haute température, homogènes et à symétrie sphérique, ne permettaient pas de vérifier toutes les contraintes observationnelles. L'alternative évidente était alors de considérer des modèles s'écartant de la symétrie sphérique. Nous étions, en cela, confortés par les nombreuses observations attestant de la présence de structures très marquées en azimuth dans le vent de cette étoile. Le code ETLA étant, par construction, incapable de traiter ces types complexes de géométrie, nous avons alors développé une méthode d'intégration de l'intensité spécifique émergente dans le référentiel de l'observateur, afin de simuler la présence, dans le vent, de zones chaudes hétérogènes. Cette méthode nous a permis de calculer un profil synthétique en très bon accord avec les observations. Du point de vue physique, ces zones chaudes hétérogènes ont été assimilées à des CIRs (régions en interaction et en co-rotation), résultant de chocs entre des courants de matière émanant de l'étoile (Mullan 1984). Par analogie avec ce qui est proposé pour d'autres classes d'étoiles du diagramme HR, nous avons postulé que le rayonnement X détecté par ROSAT (Zinnecker & Preibisch 1994) était aussi produit dans ces CIRs. Cette nouvelle contrainte nous a permis de déterminer précisément les paramètres décrivant la taille, l'emplacement et le facteur de remplissage dus à ces CIRs. Une évaluation des pertes radiatives dans les CIRs a montré que ces structures ne modifiaient pas l'équilibre énergétique global du vent d'AB Aur.

Même si des alternatives existent (notamment via des colonnes d'accrétion), cette étude a permis de confirmer que des chocs sont à l'oeuvre dans l'enveloppe d'AB Aur et chauffent la matière jusqu'à des températures insoupçonnées jusqu'alors.

Toutes les informations obtenues jusqu'alors ne concernaient que des zones relati-

vement éloignées de l'étoile elle-même. La partie la plus interne de l'enveloppe, dont le vent est originaire, restait très peu contrainte. L'étude des raies de l'hélium neutre (essentiellement la raie He I D3) dans le vent d'AB Aur, a permis de lever une partie du voile. Les calculs ont montré que le modèle classique, que nous avons utilisé (Catala & Kunasz 1987, Bouret & Catala 1998), ne permettait pas de reproduire les profils observés. Une étude détaillée de la formation de la composante décalée vers le bleu nous a appris que, pour que cette composante soit en émission, des températures beaucoup plus élevées que celles produites dans le modèle classique devaient exister près de la photosphère. En outre, pour vérifier toutes les contraintes observationnelles accumulées pour cette raie (notamment la modulation rotationnelle), il a été nécessaire d'introduire des vitesses très importantes à la base du vent et d'augmenter significativement la densité par rapport au modèle classique. Pour rester compatible avec les autres parties du spectre d'AB Aur, il devenait nécessaire de considérer un modèle à deux composantes. La méthode développée pour l'étude de l'azote V nous a permis de calculer un profil pour la raie He I D3 avec un tel modèle. L'accord avec le profil observationnel est raisonnablement bon, au moins qualitativement. Nous avons finalement envisagé de réunir ce modèle et celui déduit de l'étude de l'azote V en un seul, afin d'obtenir une description aussi cohérente que possible du vent d'AB Aur. La présence de CIRs très près de la surface de l'étoile (tout à fait possible par ailleurs, cf. Catala et al. 1986) donne un cadre physique aux résultats que nous avons obtenus, dans la mesure où, tout en expliquant la présence d'azote V et du flux X, elle permet aussi d'expliquer les hautes températures et les hautes densités requises pour la formation de la composante bleue en émission de la raie He I D3. Par contre, nous n'avons pu apporter qu'une explication qualitative à la formation de la composante rouge de cette raie, dans la mesure où nos outils ne sont pas appropriés à l'étude de flots d'accrétion, dont cette composante est probablement originaire.

Que nous apprennent ces résultats sur l'environnement proche des étoiles Ae/Be de Herbig ?

En premier lieu, qu'il existe bien une communauté de structures dans les vents des étoiles d'une même classe, ce qui suggère fortement que, sous-jacente à tout cela, il existe une communauté de mécanismes physiques à l'oeuvre dans ces enveloppes. Soulignons au passage que les étoiles de la classe PCygni se regroupent autour du type spectral A0, ce qui vient renforcer l'idée d'une physique de base commune à toutes ces étoiles, d'origine interne plutôt qu'externe.

Outre la présence de chromosphères étendues de température modérée, l'existence de zones chaudes et denses associées à des chocs est désormais avérée, pour ce qui concerne AB Aur, tout au moins. Ces chocs sont trop forts pour être d'origine purement hydrodynamique et sont très probablement des chocs MHD, ce qui traduit indirectement la présence d'un champ magnétique (présence suspectée, par ailleurs, via la modulation rotationnelle de certaines raies). L'incapacité des modèles à symétrie sphérique à reproduire les raies en absorption ou les composantes en absorption des profils PCygni montre que les vents de ces étoiles s'écartent fortement de

la symétrie sphérique. L'existence de structures azimuthales et de régions hétérogènes ne fait désormais plus de doute.

Tout comme il fait de moins en moins de doute que, dans le cas d'AB Aur, le vent est originaire de régions très proches de la photosphère, et non, d'un disque circumstellaire (contrairement aux T-Tauri par exemple). Si disque il y a, il est probable que sa bordure interne se trouve assez loin de l'étoile (Mannings & Sargent 1997) afin de permettre à une enveloppe gazeuse, dans laquelle la plupart des raies se forment, de se maintenir. La grande hétérogénéité de cette classe d'étoiles rend son étude globale difficile. Jusqu'à présent d'ailleurs, seule la sous-classe PCygni a été étudiée en détail. Il serait souhaitable, dans les prochaines années, de s'intéresser aux autres sous-classes (cf. chapitre 1) afin d'obtenir une image unifiée de ces objets très particuliers que sont les étoiles Ae/Be de Herbig.

6.2 Perspectives

Ce travail ne constitue qu'une étape de plus vers une meilleure connaissance des étoiles Ae/Be de Herbig. Au-delà, dans quelles directions faut-il chercher les réponses aux problèmes non résolus, relatifs à ces étoiles ?

L'étude de la variabilité spectrale est probablement la clef pour comprendre la nature fondamentale de l'environnement de ces étoiles et, en particulier, pour savoir si l'on a à faire à des vents émanant de disques circumstellaires (cf. Drew et al. 1998) ou bien à des vents équatoriaux émanant directement de l'étoile. Pour cela, il sera nécessaire d'adapter ETLA au problème du transfert radiatif pour des géométries complexes (vents équatoriaux, structures azimuthales,...) avec des champs de vitesse complexes. Une partie de ce travail est déjà réalisée à l'issue de cette thèse, mais il reste un certain nombre d'améliorations à apporter. Par exemple, pour simuler des vents non sphériques, on peut envisager la méthode suivante : après avoir calculé la fonction source dans la raie pour une série de modèles, qui servira à décrire l'évolution des différentes grandeurs physiques (température, densité, vitesse,...) en fonction de la latitude ou de l'azimut, on intégrera l'équation de transfert radiatif sur une géométrie quelconque, dans le référentiel de l'observateur. La fonction source évoluera le long de chaque rayon d'impact, afin de correspondre à la physique du milieu traversé par le rayonnement, ce qui représentera un progrès notable par rapport aux calculs actuels. Il sera pour cela nécessaire de modifier le découpage du vent par rapport à celui utilisé dans le cas sphérique, puisque la nouvelle géométrie ne sera pas, par définition, réductible à une succession de sphères concentriques. Ces modifications consisteront probablement essentiellement en un affinement du découpage issu du cas sphérique sur l'ensemble des rayons d'impact.

Avec ce type de méthode, il devient possible d'étudier la structure azimuthale et latitudinale des vents des HAEBES ainsi que d'éventuels effets d'inclinaison, dans le cas de vents à structure proche de disques.

Dans le même temps, il serait souhaitable d'entamer une modélisation plus « phy-

sique » des vents de ces étoiles. Nombre de modèles sont en effet essentiellement heuristiques ou cinématiques, dans le meilleur des cas. Un premier pas dans ce sens vient d'être accompli par Drew et al. (1998), qui ont construit un modèle de vent de disque. On pourrait par exemple envisager des modèles de vents MHD comme ceux développés pour les T-Tauris, puisque la présence de champs magnétiques autour de ces étoiles fait de moins en moins de doute, ou des modèles combinant pression de rayonnement sur les raies et rotation de l'étoile, dont l'effet sur des étoiles de type A de la séquence principale est connu (Friend & Abbot 1986). Que ce soit des modèles hydrodynamiques ou magnéto-hydrodynamiques, l'important ici est la prise en compte de la dynamique des vents, qui seule peut conduire à une description pertinente de l'enveloppe des étoiles de Herbig. Dans l'absolu, la meilleure approche consisterait à construire un modèle dynamique, non stationnaire, à deux ou trois dimensions des vents des HAEBES. Cela reviendrait à résoudre, au minimum, les équations de conservation de l'hydrodynamique (masse, impulsion, énergie). En fait, il faudra également prendre en compte la contribution du chauffage Joule dans l'équation de conservation de l'énergie et celles du champ magnétique et de la force de Lorentz dans l'équation de conservation de l'impulsion. Ce problème, très complexe, ne peut être abordé que de façon numérique. Dans le même ordre d'idées, il faudra se préoccuper des mécanismes de chauffage des chromosphères de ces étoiles, qui restent essentiellement méconnus. Les contraintes apportées par cette thèse et par les futures modélisations, grâce à notre modèle semi-empirique, seront alors indispensables. Pour être validés, les modèles théoriques devront, en effet, impérativement reproduire aussi bien les lois d'évolution des grandeurs physiques du vent ($T(r)$, $V(r)$, \dot{M} , ...) que les pertes radiatives intégrées (E_{tot}^-) et locales ($E^-(r)$). Ces dernières se révéleront particulièrement utiles pour l'étude des mécanismes de chauffage du vent, puisqu'elles indiquent la quantité d'énergie déposée en chaque point du vent.

Nous l'avons vu tout au long de cette thèse, s'il ne fait guère de doute, désormais, que des champs magnétiques sont présents à la surface des HAEBES, c'est plutôt leur origine qui pose encore problème. Les modèles de dynamo convective, disponibles à l'heure actuelle, ne semblent pas compatibles avec ces étoiles (cf. premier chapitre), puisque les zones sub-photosphériques sont radiatives et non convectives (Gilliland 1986, Palla & Stahler 1993). Il reste donc à proposer de nouvelles solutions à ce problème. Une première étape a déjà été accomplie par Lignières et al. (1997), qui, en étudiant l'évolution du moment angulaire dans les HAEBES, ont proposé une dynamo liée à la formation d'une couche turbulente sous la photosphère, se développant grâce au couple de freinage exercé par le vent sur la surface de l'étoile. Comme l'ont souligné ces auteurs, il reste toutefois à prendre en compte le couplage entre la génération d'un champ magnétique et la couche turbulente, qui s'enfonce vers le cœur de l'étoile, pour obtenir un modèle complètement auto-cohérent. Dans le scénario qu'ils proposent, la perte de moment angulaire, occasionnée par le vent émanant de l'étoile, provoque la formation de mouvements turbulents, qui, en retour, génèrent un champ magnétique. Ce dernier contribue alors à la perte globale

de moment angulaire et, par conséquent à l'entretien des mouvements turbulents dont il est originaire. D'autres alternatives peuvent être proposées pour l'origine du champ magnétique des HAEBS, comme par exemple, un champ magnétique fossile ou encore l'apparition de zones convectives sub-photosphériques provoquée par la combustion de deutérium au niveau de la photosphère (Palla & Stahler 1990). Quoi qu'il en soit, si ce champ magnétique est lié à un effet dynamo, ces études permettront également de poser de nouvelles contraintes sur la théorie de la dynamo stellaire dans le cas général.

Ces travaux doivent, en parallèle, être complétés et « alimentés » par des observations portant sur la variabilité spectrale, de manière à disposer de la plus large couverture temporelle possible, en particulier pour les étoiles à variabilité cyclique. De même, il faut renouveler les observations UV de l'azote V pour AB Aur et, si possible, les étendre à d'autres étoiles, certaines étant des candidates toutes désignées à la détection de cette raie (HD104237, HD250550,...). Finalement il reste à tenter à nouveau une détection directe du champ magnétique de ces étoiles, en particulier pour AB Aur. Les résultats récents obtenus par Donati et al. (1997) pour HD104237 sont, en ce sens, de très bonne augure.

Toutes ces études permettront alors d'aborder la question de la place des étoiles Ae/Be de Herbig dans le cadre de l'évolution stellaire vers la séquence principale. L'intrigue demeure encore sur la présence de vents et chromosphères pour les étoiles jeunes de type A ou B, alors que les étoiles de même type sur la séquence principale n'en ont pas. Parmi les nombreuses causes à envisager, on relèvera notamment :

- La possible présence de disques circumstellaires dans le cas des étoiles PMS, dont seraient originaires les vents (Drew et al. 1998). Ces disques seraient progressivement dissipés et ce d'autant plus efficacement que les étoiles sont chaudes (donc que leur flux UV est intense) comme l'ont récemment démontré Fuente et al. (1998).
- L'activité des étoiles PMS peut également provenir d'une rotation interne différente de celle de leurs contre-parties sur la séquence principale. Il faudrait alors, notamment, expliquer pourquoi les étoiles Be de la séquence principale ont des taux de rotation plus élevés que ceux des HAEBS (Finkenzeller 1985), puisque ces dernières sont censées perdre du moment cinétique à cause de leurs vents.
- Ces dernières années ont vu se développer un grand nombre de modèles faisant intervenir des pulsations à la surface des étoiles, afin d'expliquer notamment la variabilité spectrale. Dans le cas des étoiles de type A ou B de la séquence principale, il semble également possible que des pulsations non radiales puissent à la fois conduire à l'éjection ponctuelle de matière et moduler la structure à grande échelle du flot ainsi créé. Les mécanismes physiques à l'oeuvre lors de ces événements restent néanmoins encore à déterminer (Baade 1998). Dans le cas des HEABES, les mêmes modèles sont parfois proposés (Baade & Stahl 1989) mais la confirmation observationnelle, via la détection de certains modes de pulsations, reste encore à être apportée.

Les hypothèses de travail sont, d'ores et déjà, nombreuses mais les informations, qui permettraient des progrès analogues à ceux obtenus dans le cas des T-Tauri par exemple, manquent.

Les étoiles Ae/Be de Herbig sont, à n'en pas douter, un formidable laboratoire où de très nombreux domaines de la physique sont impliqués. Cette richesse a, toutefois, un prix. Les phénomènes qui s'y produisent sont extrêmement complexes et les connaissances, dont nous disposons il y a encore peu de temps, étaient essentiellement observationnelles. Cette thèse a permis d'apporter un éclairage plus « quantitatif » de ces connaissances. Avec ces informations, l'étude théorique des étoiles Ae/Be de Herbig est désormais à portée de main.

Annexe A

Ci-dessous, nous allons établir une formulation des fonctions sources dans une raie et un continu pour un atome à plusieurs niveaux, dans le cadre de l'approche ETLA. Nous considérons trois niveaux successifs d'ionisation. Nous utiliserons les notations présentées dans la section (2.3.4) pour, à la fois, les taux de transition radiative (R_{lu}) et les taux de collision (C_{lu}) entre un niveau l et un niveau u . La somme de ces taux sera notée : $P_{lu} = R_{lu} + C_{lu}$.

Par définition, la fonction source pour une transition $l \rightarrow u$ s'écrit sous la forme :

$$S_{lu}(\nu) = \frac{\eta_{lu}(\nu)}{\chi_{lu}(\nu)} \quad (\text{A.1})$$

L'opacité et l'émissivité sont données respectivement par :

$$\chi_{lu}(\nu) = \sigma_{lu}(\nu)[n_l - g_{lu}n_u] \quad (\text{A.2})$$

$$\eta_{lu}(\nu) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \sigma_{lu}(\nu) n_u \quad (\text{A.3})$$

avec, pour une raie $g_{lu} = (g_l/g_u)$ et pour un continu $g_{lu} = (\frac{n_l^*}{n_u^*})e^{-h\nu/kT}$. On notera $\sigma_{lu}(\nu) = \sigma_{lu}^0 \phi(\nu)$, où $\phi(\nu)$ est le profil intrinsèque de la raie. On obtient alors aisément :

$$S_{lu}(\nu) = \frac{(2h\nu^3/c^2)g_{lu}n_u}{n_l - g_{lu}n_u} \quad (\text{A.4})$$

La fonction source totale à la fréquence ν est donnée quant à elle par :

$$S_T(\nu) = \frac{\chi_{lu}(\nu)S_{lu}(\nu) + E_\nu + n_e\sigma_e J_\nu}{ch_{lu}(\nu) + X_\nu + n_e\sigma_e} \quad (\text{A.5})$$

Les termes E_ν et X_ν décrivent les contributions des espèces d'arrière-plan à la fonction source, tandis que les termes faisant intervenir σ_e font référence à la diffusion du rayonnement par les électrons.

A.0.1 Fonction source pour une raie

Pour connaître $S_{lu}(\nu)$, il faut donc calculer le rapport (n_l/n_u) . Ce dernier s'obtient à partir des équations d'équilibre statistique, que l'on écrit sous la forme :

$$\begin{cases} n_l(R_{lu} + a_1) - n_u P_{ul} = a_2 \\ -n_l P_{lu} + n_u(R_{ul} + a_3) = a_4 \end{cases} \quad (\text{A.6})$$

où l'on a posé :

$$a_1 \equiv \left(\sum_{i<l} P_{il} + \sum_{i<j \neq u} P_{lj} \right) + C_{lu} \quad (\text{A.7})$$

$$a_2 \equiv \sum_{i<l} n_i P_{il} + \sum_{i<j \neq u} n_j P_{jl} \quad (\text{A.8})$$

$$a_3 \equiv \left(\sum_{u>i \neq l} P_{ui} + \sum_{j>u} P_{uj} \right) + C_{ul} \quad (\text{A.9})$$

$$a_4 \equiv \sum_{u>i \neq l} n_i P_{iu} + \sum_{j>u} n_j P_{ju} \quad (\text{A.10})$$

Dans les équations ci-dessus, les sommes sur les niveaux inférieurs et supérieurs concernent tous les niveaux vers lesquels des transitions, depuis les niveaux l et u , sont possibles ; ceci comprend donc les photo-ionisations et les recombinaisons. Du système d'équations (A.5) on tire que :

$$(n_l/n_u) = (R_{ul} + \alpha_{lu}) / (R_{lu} + \beta_{lu}) \quad (\text{A.11})$$

où nous avons défini α_{lu} et β_{lu} tels que :

$$\alpha_{lu} \equiv (a_2 a_3 + a_4 C_{ul}) / (a_2 + a_4) \quad (\text{A.12})$$

$$\beta_{lu} \equiv (a_1 a_4 + (a_2 C_{lu})) / (a_2 + a_4) \quad (\text{A.13})$$

En utilisant les relations $R_{lu} = B_{lu} \bar{J}_{lu}$ et $R_{ul} = A_{ul} + B_{ul} \bar{J}_{lu}$ dans (A.10), et en portant cette dernière expression dans (A.4), on obtient finalement :

$$S_{lu} = \gamma_{lu} \bar{J}_{lu} + \epsilon_{lu} \quad (\text{A.14})$$

avec

$$\gamma_{lu} \equiv \frac{1}{1 + \frac{\alpha_{lu} - g_{lu} \beta_{lu}}{A_{ul}}} \quad (\text{A.15})$$

et

$$\epsilon_{lu} \equiv \frac{\beta_{lu} / B_{lu}}{1 + \frac{\alpha_{lu} - g_{lu} \beta_{lu}}{A_{ul}}} = \gamma_{lu} \frac{\beta_{lu}}{B_{lu}} \quad (\text{A.16})$$

Si l'on suppose que les taux de toutes les transitions autres que $l \rightarrow u$ sont donnés, γ_{lu} et ϵ_{lu} sont fixés. On est alors ramené au cas d'un atome à deux niveaux.

A.0.2 Fonction source pour un continu

La stratégie à adopter pour obtenir la fonction source pour un continu est différente dans le sens où, l'on écrit seulement l'équation d'équilibre statistique pour le niveau l (première équation du système (A.5)). Le niveau supérieur de la transition u fait ici référence à un état libre. Le rapport (n_l/n_u) s'écrit donc :

$$\frac{n_l}{n_u} = \frac{P_{ul} + a_2/n_u}{R_{lu} + a_1} = \frac{a'_2}{R_{lu} + a_1} \quad (\text{A.17})$$

Ici, a_1 et a_2 ont le même sens qu'en (A.6) et (A.7) respectivement. La relation de définition de la fonction source (A.4) devient alors :

$$S_{lu}(\nu) = \frac{2h\nu^3/c^2(R_{lu} + a_1)}{a'_2 - g_{lu}((R_{lu} + a_1))} \quad (\text{A.18})$$

On peut réorganiser cette expression afin de faire apparaître, dans le taux de photo-ionisation R_{lu} , deux contributions différentes : (a) une contribution de l'intervalle de fréquences $[\nu_{0lu}, \nu_{1lu}]$ sur lequel la transition $l \rightarrow u$ domine l'opacité et l'émissivité ; (b) une contribution dite de *recouvrement*, s'étendant sur l'intervalle $[\nu_{1lu}, \infty]$ et pour laquelle le champ de rayonnement est dominé par les contributions des transitions autres que $l \rightarrow u$:

$$\tilde{R}_{lu} \equiv 4\pi \int_{\nu_{1lu}}^{\infty} \frac{\sigma_{lu}(\nu) J_\nu}{h\nu} d\nu \quad (\text{A.19})$$

La fonction source s'écrit donc finalement :

$$S_{lu}(\nu) = \gamma'_{lu}(\nu) \int_{\nu_{0lu}}^{\nu_{1lu}} \frac{4\pi\sigma_{lu}(\nu) J_\nu}{h\nu} d\nu + \epsilon'_{lu}(\nu) \quad (\text{A.20})$$

en posant :

$$\gamma'_{lu}(\nu) \equiv \frac{2h\nu^3/c^2 g_{lu}}{a'_2 - g_{lu}((R_{lu} + a_1))} \quad (\text{A.21})$$

et

$$\epsilon'_{lu}(\nu) \equiv \gamma'_{lu}(\nu)(a_1 + \tilde{R}_{lu}) \quad (\text{A.22})$$

Il est clair sur les relations (A.20) et (A.21) que le découplage n'est pas complet, du fait de la dépendance directe de $\gamma_{lu}(\nu)'$ et $\epsilon_{lu}(\nu)'$ avec R_{lu} .

A.0.3 Discrétisation

Pour utiliser les équations établies ci-dessus dans un code numérique, il a fallu les discrétiser sur les grilles que nous avons présentées au paragraphe (2.3.1). Les

intégrales intervenant dans ces équations, sont alors remplacées par des sommes discrètes. Ainsi, en reportant (A.14) dans (A.5), la fonction source totale est de la forme :

$$S_{lu,kd} = a_{lu,kd} \sum_{k'} w_{k'} \phi_{k'} J_{k'd} + b_{lu,kd} + c_{lu,kd} J_{1d} \quad (\text{A.23})$$

la sommation sur k' s'étendant sur les fréquences discrètes contenues dans la raie. Il est important de noter que dans le terme de diffusion électronique, l'intensité est prise dans le continu sur le bord grandes fréquences de la raie car, en première approximation, ce terme est dominé par le champ de rayonnement dans le continu (Mihalas et al. 1975). De même avec (A.20), on obtient :

$$S_{lu,kd} = a_{lu,kd} \sum_{k'} \frac{4\pi w_{k'} \sigma_{lu,k'} \phi_{k'} J_{k'd}}{h\nu_{k'}} + b_{lu,kd} + c_{lu,kd} J_{kd} \quad (\text{A.24})$$

Dans ce cas, la sommation sur k' s'étend sur l'intervalle $[\nu_{lu0}, \nu_{lu1}]$. Contrairement à ce qui se passe pour une raie, la dépendance en fréquence du continu doit être prise en compte. Dans les deux cas, $a_{lu,kd}$ signifie $a_{lu}(\nu_k, r_d)$ etc. Les expressions pour $a_{lu,kd}$, $b_{lu,kd}$ et $c_{lu,kd}$ sont aisément calculables.

Annexe B

Dans cet appendice, nous allons brièvement exposer comment il est possible de déduire des taux de perte de masse à partir d'observations radio.

Les observations de Güdel et al. (1989) ou Skinner et al. (1993) ont été réalisées avec le VLA et consistaient à mesurer le flux radio dans les continus à 3.6 cm et 6 cm. Une fois ces flux mesurés, il est possible d'estimer une valeur du taux de perte de masse moyennant un certain nombre d'hypothèses que nous énumérons ci-dessous.

1. Le vent est supposé être à symétrie sphérique et le taux de perte de masse \dot{M} est supposé être stationnaire.
2. Le vent est totalement ionisé. Cette condition, combinée à l'équation de conservation de la masse, permet d'écrire :

$$n_e = \frac{\dot{M}}{4\pi r^2 v(r) \mu_e m_H} \quad (\text{B.1})$$

où $v(r)$ est la loi de vitesse dans le vent et μ_e est le poids atomique moyen par électron :

$$\mu_e = \frac{\sum_i X_i m_i}{\sum_i X_i Z_i} \quad (\text{B.2})$$

X_i, m_i, Z_i étant respectivement l'abondance, la masse et la charge du i -eme ion.

3. La vitesse dans le vent augmente avec la distance à l'étoile selon une loi de puissance :

$$v = v_0 (r/r_0)^\gamma \quad (\text{B.3})$$

où v_0 et r_0 sont, respectivement, la vitesse initiale et le rayon initial. Le vent atteint une vitesse terminale v_∞ au rayon r_1 :

$$v = v_\infty \quad \text{pour} \quad r \geq r_1 = r_0 (v_\infty/v_0)^{1/\gamma} \quad (\text{B.4})$$

4. Le vent est isotherme (on prend généralement $T_{vent} = T_{eff}$).

On fait également souvent l'hypothèse que le vent est en quasi-ETL, en ce sens que la loi de Kirchoff s'applique :

$$j_\nu = \chi_\nu B_\nu \quad (\text{B.5})$$

Le principal mécanisme d'émission aux longueurs d'onde radio est le rayonnement libre-libre (bremsstrahlung). L'opacité libre-libre par unité de longueur peut s'exprimer en fonction de la densité électronique sous la forme :

$$\chi_\nu = 3.69 \times 10^8 n_e n_i \left[1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}} \right] g_{ff} T^{-1/2} \nu^3 \quad (\text{B.6})$$

Compte tenu des hypothèses ci-dessus, on peut alors montrer que le flux s'écrit :

$$F_\nu \propto d^{-2} R^{\frac{4\gamma}{2\gamma+3}} T^{\frac{2\gamma+0.3}{2\gamma+3}} \nu^{\frac{4\gamma+1.8}{2\gamma+3}} \left(\frac{\dot{M}}{v_0} \right)^{\frac{4}{2\gamma+3}} \quad (\text{B.7})$$

En d'autres termes, le flux se présente sous la forme d'une loi de puissance, en fréquence, d'indice spectral α tel que :

$$\alpha = \frac{4\gamma + 1.8}{2\gamma + 3} \quad (\text{B.8})$$

La valeur de cet indice spectral est toujours inférieure à celle correspondant au corps noir (i.e. +2). Dans le cas où la vitesse du vent est constante dans la région émettrice en radio ($\gamma = 0$), on obtient donc un indice spectral $\alpha = 0.6$ (voir Panagia & Felli 1975). Dans ce cas précis, on peut alors aussi écrire :

$$F_\nu = 5.12 \left[\frac{\nu}{10 \text{ GHz}} \right]^{0.6} \left[\frac{T}{10^4 \text{ K}} \right]^{0.1} \left[\frac{\dot{M}}{10^{-6} M_\odot \text{ an}^{-1}} \right]^{4/3} \left[\frac{v_\infty}{100 \text{ km.s}^{-1}} \right]^{-4/3} \left[\frac{d}{1 \text{ kpc}} \right]^{-2} \text{ mJy} \quad (\text{B.9})$$

Comme on peut le voir sur cette dernière relation, il est possible de déterminer la valeur d'un taux de perte de masse en mesurant le flux radio émis par le vent correspondant. Pour appliquer cette relation, il faut toutefois s'assurer que l'indice spectral du vent est bien 0.6, ce qui peut être fait en réalisant des mesures radio en trois fréquences très éloignées (Felli & Panagia 1981). Il faut également disposer d'une mesure indépendante de la vitesse terminale du vent. Pour déterminer ces vitesses pour les étoiles Ae/Be de Herbig à profil PCygni de leur échantillon, Skinner et al. (1993) ont mesuré le déplacement des raies d'absorption de NaD donné par Finkenzeller & Mundt (1984). Les températures effectives des étoiles Ae/Be de Herbig sont typiquement comprises entre 9000K et 20 000K et comme le flux théorique ne dépend que faiblement de la température choisie pour le vent, ces auteurs ont adopté $T = 10\,000 \text{ K}$.

Les cas de vents partiellement ionisés ou ionisés seulement au-delà d'un rayon donné sont traités par Panagia (1988). Dans le premier cas, le flux mesuré sous estime le taux de perte de masse de $1/(\text{fraction d'ionisation})$. Dans le second cas, le flux mesuré peut être très inférieur à celui prédit par l'équation (B.9).

Annexe C

Par définition, les taux de photo-ionisation et de recombinaison radiative entre le niveau *i*-eme d'un ion donné et le continu *k*, s'écrivent respectivement :

$$R_{i \rightarrow k} = 4\pi \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\alpha(\nu)}{h\nu} J_{\nu} d\nu \quad (\text{C.1})$$

$$R_{k \rightarrow i} = 4\pi \left(\frac{n_i}{n_k} \right)^* \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\alpha(\nu)}{h\nu} \left(\frac{2h\nu^3}{c^2} + J_{\nu} \right) \exp \left(-\frac{h\nu}{kT_e} \right) d\nu \quad (\text{C.2})$$

ν_0 étant le seuil de photo-ionisation du niveau considéré, tandis que $\alpha(\nu)$ et J_{ν} sont, respectivement, les sections efficaces de photo-ionisation et le champ de rayonnement moyen. T_e est la température électronique locale et $\left(\frac{n_i}{n_k} \right)^*$ le rapport des populations du *i*-eme niveau de l'hydrogène neutre sur celui de l'hydrogène une fois ionisé, évalué à l'équilibre thermique. Pour calculer $R_{k \rightarrow i}$, nous devons faire certaines approximations sur J_{ν} .

Pour un niveau d'excitation donné d'un ion, on peut définir une « couche de déthermalisation » pour le champ de rayonnement ionisant, i.e. une couche au-delà de laquelle ce champ de rayonnement commence à s'écarter de la fonction de Planck locale. Si l'opacité du milieu à la longueur d'onde du champ de rayonnement ionisant varie régulièrement à travers le vent, nous voyons alors que cette couche de déthermalisation sépare une zone où le champ de rayonnement est optiquement épais et une zone où il est optiquement mince. Dans le premier cas, J_{ν} est égal à la fonction de Planck locale, alors que dans le second on peut écrire :

$$J_{\nu} \sim W(r) B_{\nu}(T_r) \quad (\text{C.3})$$

$W(r)$ est un facteur de dilution et B_{ν} la fonction de Planck évaluée pour la « température de rayonnement », i.e. la température électronique au niveau de la couche de déthermalisation. En posant R_l pour le rayon de la couche de déthermalisation, on a :

$$W(r) = \frac{1}{2} \{ 1 - [1 - (R_l/r)^2]^{1/2} \} \quad (\text{C.4})$$

Nous pouvons maintenant utiliser ces approximations dans le calcul de $R_{k \rightarrow i}$.

Dans un premier temps, nous nous intéressons à la discontinuité de Balmer ; dans ce cas précis, $J_\nu \ll 2h\nu^3/c^2$ et nous pouvons écrire que :

$$R_{k \rightarrow i} \sim 4\pi \left(\frac{n_i}{n_k} \right)^* \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\alpha(\nu_0)}{h\nu} \left(\frac{\nu_0}{\nu} \right)^3 \left(\frac{2h\nu^3}{c^2} \right) \exp \left(-\frac{h\nu}{kT_e} \right) d\nu \quad (\text{C.5})$$

où nous avons utilisé, pour la section efficace de photo-ionisation de l'hydrogène, la relation : $\alpha(\nu) = \alpha(\nu_0) \left(\frac{\nu_0}{\nu} \right)^3$.

Il est alors aisé de voir que :

$$R_{k \rightarrow i} \sim \frac{8\pi}{c^2} \alpha(\nu_0) \nu_0^3 \left(\frac{n_i}{n_k} \right)^* E_1 \left(\frac{h\nu_0}{kT_e} \right) \quad (\text{C.6})$$

où $E_1(x)$ est la première fonction exponentielle intégrale. Rappelons que la fonction exponentielle intégrale générale (ordre n) est définie par :

$$E_n(x) \equiv \int_1^{\infty} \frac{e^{-xt}}{t^n} dt \quad (\text{C.7})$$

Si maintenant, on remplace $\left(\frac{n_i}{n_k} \right)^*$ par son expression littérale (c'est-à-dire celle donnée par l'équation de Saha) pour le i -eme niveau d'un atome d'hydrogène et que l'on utilise $E_1(x) \sim x^{-1}e^{-x}$ pour $x \gg 1$, on obtient :

$$R_{k \rightarrow i} \sim A.n_e T_e^{-1/2} \quad (\text{C.8})$$

où

$$A = \frac{8\pi}{c^2} \alpha(\nu_0) \nu_0^3 \left(\frac{h^2}{2\pi m k} \right)^{3/2} \frac{g_i}{2} \quad (\text{C.9})$$

Nous voyons donc qu'en augmentant le taux de perte de masse ou en approchant la chromosphère de la surface de l'étoile, on augmente le taux de recombinaison, ce qui entraîne une diminution de la discontinuité de Balmer.

Références bibliographiques

- Abbot D.C., 1982, ApJ, 259, 282
Abbot D.C., Lucy L., 1985, ApJ, 288, 679
Auer L., 1971, JQSRT, 11, 1365
Avrett E., Loeser R., 1987, dans Kalkofen W., *Numerical radiative Transfer*, Cambridge Univ. Press, Cambridge, p. 135
Baade D., 1998, dans *Cyclical Variability in Stellar Winds*, ESO Astrophysical Symposia, Springer-Verlag
Baade D., Stahl O., 1989, A&A, 209, 268
Babel J., 1995, A&A, 301, 823
Babel J., Montmerle T., 1997, A&A, 323, 121
Beals C., 1951, Pub. Dominion Ap. Obs., 9, 1
Berrington J.A, Kingston A.E., 1987, J. Phys. B, 20, 6631
Beskrovnaya N.G., Pogodin M.A., Tarasov A.E., Sherbakov A.G., 1991, *Pis'ma Astron. Zh.*, 17, 825 (*Soviet Ast. Lett.* 17, 349)
Beskrovnaya N.G., Pogodin M.A., Nadjenov I.D., Romanyuk I.I., 1995, A&A, 29
Bjorkman J.E., Ignace R., Tripp T.M., Cassinelli J.P., 1994, ApJ, 435, 416
Blaauw, A., 1991, dans Lada J., kyfalis N.D., (eds) *The physics of star formation and early stellar evolution*. NATO ASI Series.
Blomme R., 1990, A&A, 229, 513
Böhm T., Catala C., 1993, A&As 101, 629
Böhm T., Catala C., 1994, A&A, 290, 167
Böhm T., Catala C., 1995, A&A, 301, 155
Böhm T., Catala C., et al., 1996, A&AS, 120, 431
Böhm T., Hirth G.A., 1997, A&A, 324, 177
Bouret J.C., Catala C., Simon T., 1997, A&A, 328, 606
Bouret J.C., Catala C., 1998, à paraître dans A&A
Bouvier J., 1987, Thèse de Doctorat d'état, Université Paris 7
Bowen G.H., 1988, ApJ, 329, 299
Brandt J.C., 1970 : *The solar wind* Freeman San Francisco
Burlaga L.F., 1983, J. Geophys. Res., 88, 6085
Calvet N., Albarran J., 1984, Rev. Mex. Astron. Astrof., 9, 35
Cassinelli J.P., Olson G.L., 1979, ApJ, 229, 304
Cassinelli J.P., 1984, dans *The Origin of Nonradiative Heating/Momentum in*

- Hot Stars*, eds, A.B. Underhill, A.G. Michalitsianos, NASA CP2358, p.2
- Castor J.I., 1970, MNRAS, 149, 111
- Castor J.I., Abbot D.C., Klein R.I., 1975, ApJ, 195, 157
- Cantó J., Rodriguez L.F., Barral J.F., Carral P., 1981, ApJ 244, 102
- Catala C., 1983 Thèse de troisième cycle, Université Paris 7
- Catala C., 1983 a, A&A, 125, 313
- Catala C., Talavera A., 1984 A&A, 140, 421
- Catala C., Praderie F. & Kunasz, P.B., 1984 A&A, 154, 103
- Catala C., Praderie F. & Felenbok P., 1986 A&A 182, 115
- Catala C., Felenbok P., et al. 1986b A&A 308, 791
- Catala C., Kunasz P., 1987, A&A, 174, 158
- Catala C., 1988, A&A, 193, 222
- Catala C., Simon T., Praderie F., et al., 1989, A&A, 221, 273
- Catala C., Czarny J., Felenbok P., Talavera A., Thé P.S., 1991, A&A, 244, 166
- Catala C., Böhm T., Donati J.-F., et al., 1994 Solar Phys., 155, 185
- Catala C. et le groupe MUSISCOS, 1998, à paraître dans A&A
- Cayrel R., 1963, *Com. Rend. Acad. Sci. Paris*, 257, 3309
- Cayrel R., 1964, SAO Spec. Rep., 167, 169
- Chlebowski T., 1989, ApJ, 342, 1091
- Cohen M., MNRAS, 1973, 161, 105
- Cohen M., MNRAS, 1975, 173, 279
- Cohen M., MNRAS, 1980, 191, 499
- Cohen M., Kuhl L.V., 1979, ApJs, 41, 743
- Corcoran M., Ray T.P., 1997, A&A, 311, 189
- Corcoran M., Ray T.P., 1998, A&A, 331, 147
- Cranmer S.R., Owocki S.P., 1996, ApJ, 462, 469
- Doazan V., 1982, dans *B Stars with and without emission lines*, NASA SP 456
- Donati J.F., Semel M., Carter B.D., Rees D.E., Cameron A.C., 1997, MNRAS, 291, 658
- Drew J.E., Proga D., Stone J.M., 1998, MNRAS, L6-L10
- Duschinger M., Puls J., Branch D., Höflich P., Gabler A., 1995, A&A, 297, 802
- Elmegreen B.G., Lada C.J., 1977, ApJ, 214, 725
- Feautrier P., 1964, *Comp Rend.* 258, 3189
- Felenbok P., Praderie F., Talavera A., 1983, A&A, 128, 74
- Finkenzeller U., Jankovics, I., 1984, A&As 57, 109
- Finkenzeller U., Mundt, R., 1984, A&As, 55, 109
- Finkenzeller U., 1985, A&A, 151, 340
- Friend D., Abbot D.C., 1986, ApJ, 311, 701
- Fuente A., Martín-Pintado J., Bachiller R., Neri R., Palla F., 1998, A&A, 334, 253
- Garrison L., Anderson C., 1997, ApJ, 218, 438
- Garrison L., 1978, ApJ, 224, 535
- Gehrz R.D., Hackwell J.A., Jones T.W., 1974, ApJ, 191, 675

- Ghandour L., Strom S., Edwards S., Hillenbrand L., 1994, dans *The nature and evolutionary status of Herbig Ae/Be stars*, A.S.P. conferences series, volume 62
- Gilliland R.L., 1986, ApJ, 300, 339
- Güdel M., Benz A., Catala C., Praderie F., 1989, A&A, 217, 9
- Gray D.F., 1992, dans *The observation and analysis of stellar photospheres*, Cambridge University Press (Astrophysics Series), deuxième édition
- Hamman W., 1981, A&A, 93, 353
- Hammer R., 1982 a, ApJ, 259, 767
- Hammer R., 1982 b, ApJ, 259, 779
- Herbig G., 1960, ApJs, 4, 337
- Hartmann L., Kenyon S.J., & Calvet N., 1993, ApJ, 407, 219
- Hartmann L., Mc Gregor K.B., 1980, ApJ, 242, 260
- Hartmann L., Mc Gregor K.B., 1982, ApJ, 257, 264
- Hillenbrand L., Strom S.E., Vrba F.J., & Keene J., 1992, ApJ, 397, 613
- Hirth G.A., Mundt R., Solf J., 1994, A&A, 285, 929
- Hu J.Y., Thé P.S., de Winter D., 1989, A&A, 208, 213
- Hubeny I., 1988, Comp. Phys. Comm., 52, 103
- Hummer D.G., Rybicki G.B., 1985, ApJ, 293, 258
- Hummer D.G., Rybicki G.B., 1992, ApJ, 387, 248
- Hundhausen A.J., 1985, dans *"Collisionless Shocks in the Heliosphere : a tutorial Review"*, Washington, Am. Geophys. Union, p37
- Iben I., 1965, ApJ, 141, 993
- Jiang D.R., Perrier C., Léna P., 1984, A&A, 135, 254
- Karzas W., Latter R., 1961, ApJs, 6, 167
- Koresko Ch., Beckwith S., Ghez A., Matthews K., Neugebauer G., 1991, AJ, 102, 2073
- Kudritzki R.P., Pauldrach A., Puls J., 1987, A&A, 173, 293
- Kudritzki R.P., Pauldrach A., Puls J., Abbot D.C., 1989, A&A, 219, 205
- Kunasz P., Hummer D.G., 1974, MNRAS, 166, 57
- Lada C.J., Adams F.C., 1992, ApJ, 393, 278
- Lamers H.J.G.L.M., Cerruti-Sola, Perinotto M., 1987, ApJ, 314, 726
- Lamers H.J.G.L.M., Leitherer C., 1993, ApJ, 412, 771
- Leinert C., Richichi A., Haas M., 1997, 318, 472
- Lépine J., Duvert G., 1994, Astr. Sp. Sc., 214, 195
- Levreault R., ApJ, 330, 897
- Lignières V., Catala C., Mangeney A., 1996, A&A, 314, 465
- Lorenzetti D., Nisini B., Pezzuto S., et al., 1996, dans *The role of dust in the formation of stars*, (eds.) Käufel, H.U., Siebenmorgen R., 191
- Lucy L.B., 1982, ApJ, 255, 278
- Mannings V., Sargent A., 1997, ApJ, 490, 792
- Marsh T.R., Kenneth A., Van Cleve J.E., et al., 1995, ApJ, 451, 777
- Meeus G., Waelkens C., Malfait K., 1998, A&A, 329, 131

- Mendoza E.E., 1966, ApJ, 143, 1010
Mendoza E.E., 1967, Astron. J., 72, 816
Merrill P., Burwell C., 1993, ApJ, 77, 103
Mihalas D., Kunasz P., Hummer D., 1975, ApJ, 202, 465
Mihalas D., Kunasz P., Hummer D., 1976a, ApJ, 206, 515
Mihalas D., Kunasz P., Hummer D., 1976b, ApJ, 203, 647
Mihalas D., Kunasz P., 1978, ApJ, 219, 635
Mihalas D., Conti P.S., 1980 ApJ, 235, 515
Mihalas D., Mihalas B., Foundations of Radiation Hydrodynamics, Oxford Univ. Press
Miroshnichenko A., Zeljko I., Moshe E., 1997, ApJ, 465, L41
Morton D.C., 1976, ApJ, 203, 386
Mullan D.J., 1984, ApJ, 283, 303
Mundt R., Ray T.P., 1993, dans *The nature and evolutionary status of Herbig Ae/Be stars*, A.S.P conferences series, volume 62
Nisini B., Milillo A., Saraceno P., Vitali F., 1995, A&A, 302, 169
Owocki S.P., Castor J.I., Rybicki G.B., 1988, ApJ, 335, 914
Palla F., Stahler S., 1990, ApJ, 360, L47
Palla F., Stahler S., 1991, ApJ, 375, 288
Palla F., Stahler S., 1992, ApJ, 392, 667
Palla F., Stahler S., 1993, ApJ, 418, 414
Panagia N., Felli M., 1975 A&A, 39, 1
Panagia N., dans *Galactic and extragalactic star formation*, eds R. Pudritz & M. Fich (Dordrecht : Kluwer), 25
Parker E.N., 1958, ApJ, 128, 664
Pauldrach A.W., Kudritzki R.P., Puls J., Butler K., 1990, A&A, 228, 125
Pezzuto S., Strafella F., Lorenzetti D., 1997, ApJ, 485, 290
Pijpers F.P., Hearn A.G., 1989, A&A, 209, 198
Pijpers F.P., Habing H.J., 1989, A&A, 215, 334
Pizzo V., 1982, J. Geophys. Res., 87, 4374
Pogodin M.A., 1990, Astrofizika, 32, 371
Pogodin M.A., 1992, Pis'ma Astron. Zh. 18, 1066
Pogodin M.A., 1994, A&A, 282, 141
Praderie F., 1973, dans *Stellar Chromospheres*, eds. S.D., E.H. Avrett, NASA SP 317, p79
Praderie F., 1977, Mem. Soc. Astron. Italiana 553
Praderie F., 1981, dans *Activity and outer Atmospheres of the Sun and Stars*, 11th Advanced Course, Swiss Society of Astron. & Astroph., Saas-Fee, eds, A.O. Benz, Y. Chmielewski, M.C.E. Huber, H. Nussbaumer
Praderie F., Crivellari L., 1982, A&A, 107, 75
Praderie F., Simon T., Catala C., Boesgaard A.M., 1986, ApJ, 303, 311
Proga D., Stone J.M., Drew J.E., 1998, MNRAS, 295, 595

- Rybicki G.B., 1971, JQSRT, 11, 589
- Rybicki G.B., Hummer D.G., 1978, ApJ, 219, 654
- Rybicki G.B., Lightman A.P., 1979, dans *Radiative processes in Astrophysics* Wiley-Interscience publication.
- Rybicki G.B., 1984, dans Kalkofen W., ed., *Methods in Radiative Transfer* Cambridge Univ. Press, Cambridge, p. 21
- Sakurai T., 1985, A&A, 152, 121
- Sakurai T., 1990, Computer Physics Reports, 12, 247
- Schmitt J.H.M.M., 1985, ApJ, 290, 307
- Schmitt J.H.M.M., et al., 1990a, ApJ, 365, 704
- Schmitt J.H.M.M., et al., 1990b, ApJ, 351, 307
- Schmitt J.H.M.M., Fleming T.A., Giampapa M.S., 1995, ApJ, 450, 392
- Sciortino S., Vaiana G.S., Harnden F.R. et al., 1990, ApJ, 361, 621
- Sedlmayr E., 1996, dans *Stellar Atmospheres : Theory and observations*, EADN Astr. School IX, Bruxelles 1996, De Greve J.P, Blomme R., Hensberge H. (eds), Springer Lecture Notes in Physics
- Shevchenko V.S., 1991, *Pis'ma Astron. Zh.*, 17, 347 (*Soviet Ast. Lett.* 17, 146)
- Shevchenko V., Vitrichenko E., 1994, dans *The nature and evolutionnary status of Herbig Ae/Be stars*, A.S.P conferences series, volume 62
- Simon T., Landsman W.B., Gilliland R.L., 1994, ApJ, 428, 319
- Simon T., Catala C. & Praderie F. : 1990, dans *Cool stars, Stellar systems and the Sun* (Springer-Verlag)
- Siscoe G.L., 1976, J. Geophys. Res., 81, 6231
- Sitko M.L., Savage B.D., Meade M.R., 1981, ApJ, 246, 161
- Skinner S., Brown A., Stewart R., 1993, ApJs, 87, 217
- Skinner S., Yamauchi S., 1996, ApJ, 471, 987
- Sobolev V.V., 1947, *Moving envelopes of stars*, Leningrad State University (en Russe), trad. S. Gaposchkin, Harvard University Press, Cambridge, Massachussets (1960)
- Strom S.E., Strom K.M., Yost J., Carrasco L., Grasdalen G.L., 1972, ApJ, 173, 353
- Thé P.S., Cuypers H., Tjin-A-Djié H.R.E, Feinstein A., Westerlund B.E., 1985 a, A&A, 150, 345
- Thé P.S., Hageman T., Westerlund B.E., Tjin-A-Djié H.R.E, 1985 b, A&A, 151, 391
- Thé P.S., Wesselius P.R., Tjin-A-Djié H.R.E, Steenman H., 1986, A&A, 155, 347
- Thé P.S., de Winter D., Pérez, M. 1994, A&As, 104, 1
- Tout C.A., Pringle J.E., 1995, MNRAS, 272, 528
- Van den Ancker M.E., Thé P.S., Tjin-A-Djié H.R.E, et al., 1997, A&A, 324, L33
- Verdugo E., 1997, Thèse de Doctorat, Université de Madrid
- Vigneron C., Mangeney A., Catala C., Schatzman E., 1990, Solar Physics, 128, 287
- Weber E.J., Davis L., 1967, ApJ, 148, 217
- Wood P.R., 1979, ApJ, 227, 220
- Zinnecker H., Preibisch T., 1994, A&A, 292, 152

